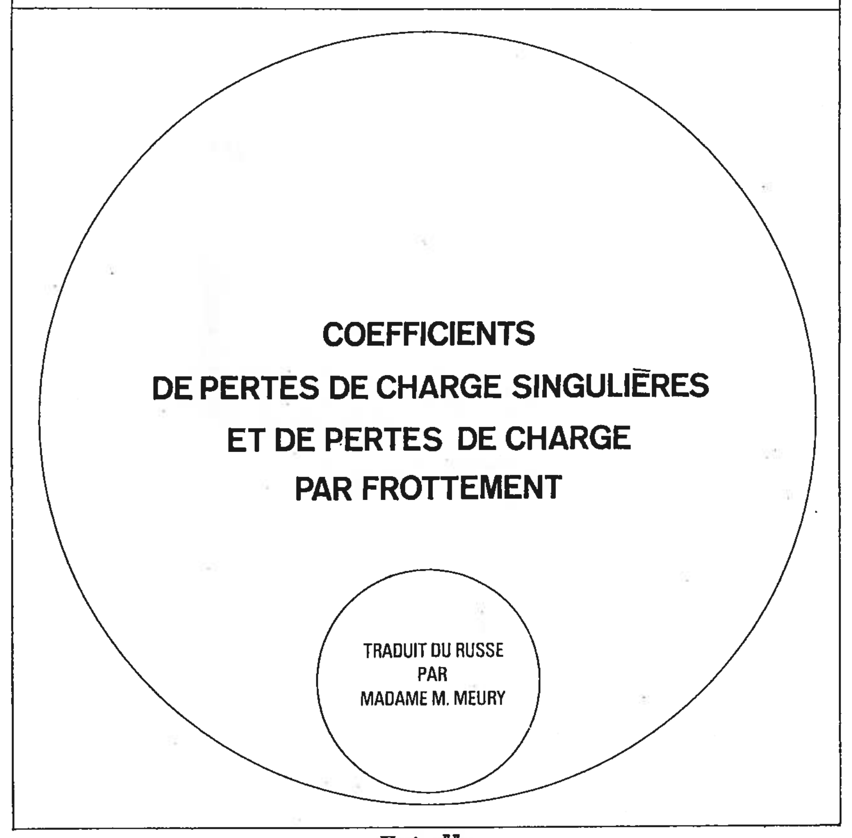


MEMENTO DES PERTES DE CHARGE



Eyrolles
EDITEUR PARIS

Traduction de l'ouvrage publié
en langue russe sous le titre
Spravotchnik po guidravlitcheskim soprotivleniam
Moscou, Gosenergoizdat, 1960

1ère édition en français, 1969
nouveau tirage, 1979

ISSN 0399-4198

TABLE DES MATIÈRES

Chapitre III

Chapitre IV

Chapitre V

Chapitre VI

Chapitre VII

Chapitre VIII

Chapitre IX

Chapitre X

AVANT-PROPOS

Dans ce manuel sont rassemblées les données disponibles sur les coefficients de pertes de charge par frottement dans les conduites et les canaux droits, et sur les coefficients de pertes de charge singulières dans les diverses pièces façonnées, les dispositifs d'étranglement, les obstacles, et autres éléments des réseaux hydrauliques ou de transport de gaz et d'air, ainsi que dans quelques appareils et dispositifs industriels, employés dans les techniques d'épuration des gaz, de transfert de chaleur, de ventilation, etc.

L'ouvrage comporte douze chapitres. Dans le premier sont groupés les renseignements généraux sur l'hydraulique et la mécanique des liquides et des gaz. Chacun des autres chapitres réunit un groupe déterminé de pièces façonnées et autres de conduites et obstacles avec des conditions analogues d'écoulement, et contient les données sur les coefficients de perte de charge correspondants. Dans chacun de ces chapitres, on trouve une partie explicative et une partie pratique. Cette dernière se compose de divers diagrammes, dont chacun correspond à un élément déterminé de la conduite ou de l'obstacle. Sur ces diagrammes, généralement, on donne la formule pour le calcul du coefficient de perte de charge de l'élément en fonction des principaux paramètres, la représentation graphique de cette relation et les tableaux des valeurs numériques des coefficients de perte de charge.

Le manuel est destiné aux spécialistes : scientifiques, ingénieurs de calcul, ingénieurs de bureau d'étude, ingénieurs d'exploitation, dans tous les domaines de la technique intéressés par le mouvement des liquides et des gaz, et aussi aux étudiants des divers établissements de l'enseignement supérieur et de l'enseignement technique.

PRÉFACE

Il n'y a pratiquement pas une seule branche de la technique qui ne soit plus ou moins intéressée par la nécessité du déplacement des liquides et des gaz dans des conduites, des canaux et divers appareils.

Le degré de complexité des réseaux hydrauliques ou de transport de fluide peut donc être le plus divers. Dans certains cas, ce sont des réseaux principaux, formés surtout de conduites droites de très grande longueur (conduites de pétrole, de gaz, d'eau, de vapeur, d'air, dispositifs de ventilation des grosses industries, etc.). Dans d'autres cas, ce sont des réseaux de dimensions relativement faibles mais ayant un grand nombre de parties façonnées de toutes formes, d'embranchements, d'obstacles divers : étranglements ou dispositifs de régulation, grilles, parties saillantes, etc. (conduites d'air d'installations de ventilation ramifiées; conduites de gaz des usines métallurgiques, chimiques, et autres, des centrales thermiques, des installations de séchage et chimiques; conduites d'essence et d'huile pour les avions; puits et galeries de mines, etc.).

Souvent tout le réseau dans lequel se déplace le liquide ou le gaz forme un seul groupe (chaudières, différents fours, échangeurs de chaleur, moteurs, appareils de purification de l'air ou du gaz, appareils chimiques, tunnels aérodynamiques et beaucoup d'autres).

Dans tous les cas, il est nécessaire de calculer avec précision la résistance hydraulique du réseau, et pour cela il faut disposer d'une ouvrage spécial sur les coefficients des pertes de charge singulières et des pertes de charge par frottement.

Jusqu'à ces derniers temps, on avait seulement des données isolées sur les pertes de charge par frottement, et un nombre relativement faible de données sur les pertes de charge singulières, éparses dans différents livres sur l'hydraulique ou l'aérodynamique, ou dans des articles isolés. Dans de nombreux cas, ces données sont contradictoires, ou dépassées, et concernent seulement des types de singularités très limités. En outre, généralement, les valeurs des coefficients de pertes de charge singulières sont données seulement pour des paramètres isolés, occasionnellement physiques et géométriques.

Pour cette raison, nous nous sommes proposés comme but de combler cette lacune. Après un dépouillement, une systématisation et une classification des données disponibles d'après nos recherches et celles des autres auteurs, nous avons écrit un livre sur les problèmes de pertes de charge (cf. Pertes de charge hydrauliques, 1954). Puis nous avons composé le présent manuel, qui traite des pertes de charge singulières et par frottement.

Nous avons rencontré de très grandes difficultés dans la composition de ce manuel, tout d'abord parce que, malgré la présence d'une quantité relativement grande de recherches dans le domaine des pertes de charge, ces recherches concernent des types de pertes de charge singulières, une gamme de paramètres géométriques et de régimes d'écoulement, nettement insuffisants pour la pratique.

De plus, beaucoup de données expérimentales sont insuffisamment sûres et précises, particulièrement en ce qui concerne les coefficients de pertes de charge singulières.

De ce point de vue, le plus correct aurait été d'effectuer avant la composition du livre, par une méthode unifiée, la vérification expérimentale et la spécification de tous les aspects de pertes de charge. Cependant, l'exécution de telles recherches en un temps limité s'est avérée impossible.

On aurait pu aussi suivre une autre direction : se limiter pendant un certain temps aux données que l'on peut bien calculer avec des expériences de contrôle modernes. Mais ces données sont très rares, et cela n'aurait pas amené au but désiré : procurer un matériau indispensable pour le calcul hydraulique des réseaux de transport des gaz et des liquides.

En tenant compte du grand besoin, ne serait-ce que de données préliminaires pour l'évaluation des pertes de charge des réseaux formés d'éléments de configuration les plus diverses, nous avons décidé d'inclure dans le présent manuel, non seulement les données bien contrôlées par les recherches en laboratoire, mais aussi les données obtenues par des expériences plus sommaires, ainsi que par une évaluation théorique ou un calcul approximatif basés sur

des recherches expérimentales isolées, et même dans certains cas les données les plus approximatives.

Cela, à notre avis, est admissible parce que dans les conditions industrielles, la précision de préparation et de montage des divers éléments des réseaux, leur disposition réciproque et, par conséquent, les conditions d'écoulement, peuvent considérablement varier d'une installation à l'autre et être différentes des conditions en laboratoire, dans lesquelles ont été obtenus la plupart des coefficients de pertes de charge.

En plus du sujet principal : coefficients de pertes de charge singulières des pièces façonnées et autres des conduites, et coefficients de pertes de charge par frottement, nous avons jugé utile de présenter sous une forme sommaire quelques informations générales sur l'hydraulique et la mécanique des liquides et des gaz, ainsi que la description du contenu de chaque chapitre du mémento avec des explications complémentaires et des recommandations pratiques sur le calcul et le choix des divers éléments du réseau.

Dans un grand nombre de cas, le coefficient de perte de charge singulière dépend de nombreux paramètres et est exprimé par une formule à nombreux termes. Pour cette raison, pour obtenir la valeur numérique définitive de ce coefficient, il faut se servir de plusieurs graphiques et tableaux, et non pas d'un seul.

Souvent les divers termes des formules à nombreux termes pour le calcul des coefficients de pertes de charge, et les graphiques leur correspondant, conviennent également pour des cas différents. Ces graphiques-là ne sont pas toujours répétés, mais se trouvent seulement sur un des diagrammes. Sur les autres, on s'est contenté d'indiquer le numéro du diagramme sur lequel se trouve le graphique.

Les circonstances indiquées compliquent naturellement l'utilisation du livre, mais elles sont dictées par la nécessité de réduire au minimum son volume.

Il y a probablement un grand nombre d'insuffisances. Malgré cela, il nous semble que ce livre sera une aide utile aux spécialistes du calcul des pertes de charge dans des réseaux variés.

L'auteur sera reconnaissant à tous ceux qui, voulant l'aider à corriger les erreurs ou manquements qu'ils auront remarqués, l'en informeront.

L'auteur exprime sa profonde reconnaissance aux licenciés en sciences techniques A. D. AL'TSUL, A. S. GINEVSKIJ, I. S. MORGAN, L. A. RIKTER, et à l'ingénieur L. E. MEDOBAR, pour avoir relu le manuscrit et avoir exprimé de nombreuses remarques de valeur.

L'AUTEUR.

CHAPITRE I

GÉNÉRALITÉS

1.1. NOTATIONS PRINCIPALES COMMUNES A TOUS LES CHAPITRES

F – Aire d'une section, m^2.

D – Diamètre d'une section, m.

D_H, d_H – Diamètres hydrauliques (rayons hydrauliques quadruplés), m.

Π – Périmètre d'une section, m.

$\bar{f}$ – Coefficient de la section libre.

l – Longueur du tronçon, m.

h – Hauteur, m.

R, r – Rayon d'une section ; rayon de courbure, m.

Δ – Hauteur moyenne des aspérités de la rugosité des parois, m.

$\bar{\Delta} = \Delta/D_H$ – Rugosité relative.

n – Rapport des surfaces, nombre d'éléments.

α – Angle de divergence ou de convergence d'une section ; angle d'attaque du courant.

w – Vitesse de l'écoulement, m/s.

p – Pression (absolue), kgp/m^2.

H – Pression relative, kgp/m^2.

ΔH – Pertes de pression (pertes de charge), kgp/m^2.

ΔE – Pertes d'énergie, kgm/s.

Q – Débit volumique du fluide, m^3/s.

G – Débit massique par seconde du fluide, kg/s.

γ – Poids spécifique du fluide en écoulement, kgp/m^3.

$\rho = \gamma/g$ – Masse spécifique du fluide en écoulement, $kgp.s^2/m^4$.

g – Accélération de la pesanteur, m/s^2.

η – Coefficient de viscosité dynamique.

ν – Coefficient de viscosité cinématique.

T – Température absolue, $°K$.

t – Température, $°C$.

c_p, c_v – Chaleur spécifique moyenne des gaz respectivement à pression constante et à volume constant, $kcal/kg.degré$.

$\varkappa = c_p/c_v$ – Indice adiabatique.

ζ – Coefficient de perte de charge hydraulique.

λ – Coefficient de perte de charge par frottement de l'unité de longueur relative (exprimée en diamètres) du tronçon calculé.

C_x – Coefficient de traînée.

φ – Coefficient de vitesse.

ϵ – Coefficient de contraction (coefficient de compression).

μ – Coefficient de débit.

Re – Nombre de Reynolds.

1.2. INDICATIONS GÉNÉRALES

1. Les données indicatives fondamentales sont les coefficients de perte de charge par frottement ζ_f dans les conduites et canaux droits et les coefficients de pertes de charge singulières ζ_M dans les pièces façonnées des conduites, les dispositifs d'étranglement, les divers obstacles et les autres éléments du réseau, ainsi que dans certains appareils et dispositifs industriels.

2. Dans l'utilisation du manuel, on suppose que sont données toutes les grandeurs figurant dans la formule connue de perte de charge [Cf. (1.66)] :

$$\Delta H_{total} = \zeta_{total} \frac{\gamma w_0^2}{2g} = \zeta_{total} \frac{\gamma}{2g} \left(\frac{Q}{F_0}\right)^2 \ [kgp/m^2] \qquad (1.1)$$

(Sauf le coefficient de perte de charge globale $\zeta_{total} = \zeta_M + \zeta_f$) ainsi que tous les paramètres géométriques

de l'élément calculé du réseau et les autres conditions du mouvement. Les grandeurs cherchées sont seulement ζ_{total} ou plus simplement ζ^*, et par conséquent ζ_M et ζ_F.

3. Dans tous les diagrammes relatifs aux éléments des conduites et des canaux de longueur relativement faible, pour lesquels les valeurs ζ_f sont négligeables par rapport à ζ_M, le coefficient de perte de charge singulière peut être considéré comme le coefficient global ζ.

4. Dans les diagrammes relatifs aux éléments de conduites et de canaux de longueur relativement grande (divergents, branchements continus, etc.), on donne les valeurs des coefficients de pertes de charge singulières ζ_M et celles des coefficients de pertes de charge par frottement ζ_f.

Dans les diagrammes sur lesquels sont rapportées des données très approximatives, les valeurs des coefficients doivent être considérées comme les coefficients globaux ζ. Par conséquent, quand on totalise toutes les pertes dans un réseau étudié, les pertes par frottement dans les pièces façonnées ne doivent pas être comptées en plus.

5. Les valeurs ζ_M indiquées dans le manuel tiennent compte non seulement des chutes locales de pression se produisant sur le tronçon court qui se trouve immédiatement au voisinage du changement de configuration de l'élément considéré de la conduite ou du canal, mais aussi des chutes de pression liées à l'égalisation ultérieure des vitesses dans la section le long du tronçon rectiligne de sortie qui suit l'élément. En même temps, étant donné que les pertes singulières sont déterminées conventionnellement dans les essais comme étant la différence entre les pertes totales et les pertes par frottement dans le tronçon de sortie, on doit tenir compte de nouveau de celles-ci.

6. Dans le cas d'un courant sortant de pièces façonnées ou autres et pénétrant dans un espace large ou dans l'atmosphère, les coefficients de perte de charge singulière indiqués pour elles tiennent compte aussi des pertes de la pression due à la vitesse (pression dynamique) $\gamma w^2_{sortie}/2g$ à la sortie (où w_{sortie} est la vitesse dans la section de sortie du réseau).

7. Les valeurs des coefficients de pertes de charge singulières indiquées dans le manuel, à l'exception de cas étudiés à part, sont données pour des conditions de répartition uniforme des vitesses dans la section d'entrée de l'élément de conduite ou de canal considéré, comme cela a lieu généralement, par exemple dans le cas d'un collecteur à tracé continu.

8. Dans la détermination de la perte de charge locale d'un élément, on ne tient pas compte de l'effet des pièces façonnées ou des obstacles ainsi que des tronçons rectilignes longs disposés immédiatement en amont de cet élément (à l'entrée du courant), sauf dans quelques cas spécifiés. Cet effet se manifeste, dans certains cas, par un accroissement de la valeur ζ_M de l'élément considéré, et dans d'autres cas, par une diminution de cette valeur. Pour le moment il n'existe pas de méthode générale pour tenir compte de cet effet.

9. La variation des coefficients de perte de charge singulière en fonction du nombre de Reynolds est indiquée seulement dans les cas où son effet est connu ou peut être évalué approximativement.

Pratiquement l'effet de **Re** sur la perte de charge singulière se manifeste surtout aux faibles valeurs (**Re** $< 10^5$ à $2 \cdot 10^5$). Par conséquent, pour **Re** $> 10^5$ à $2 \cdot 10^5$, on peut presque toujours considérer les coefficients de perte de charge singulière comme étant indépendants de **Re**. Aux faibles valeurs du nombre de Reynolds, il faut tenir compte de son effet d'après les données du manuel.

Dans le cas où il n'est pas indiqué dans le manuel pour quelles valeurs de **Re** on a obtenu les valeurs de ζ, on peut, si le régime est turbulent (**Re** $> 10^3$), considérer que le coefficient de perte de charge est pratiquement indépendant du nombre de Reynolds, même aux faibles valeurs de celui-ci. Si le régime est laminaire (**Re** $< 10^3$), on ne peut se servir des données du mémento que pour une évaluation très approximative de la perte de charge.

10. Presque toutes les valeurs des coefficients de perte de charge indiquées dans ce livre, sauf spécification contraire, sont obtenues pour les valeurs du nombre de Mach : $\mathbf{M} = w/a \leqslant 0{,}3$. Cependant, on peut utiliser pratiquement toutes les valeurs ζ, ζ_M, ζ_f aussi aux grandes vitesses subsoniques, à peu près jusqu'à $\mathbf{M} = 0{,}7 - 0{,}8$. Dans certains cas, on donne la relation entre ζ et **M**.

11. La plupart des données sur les coefficients de perte de charge sont obtenues pour des parois industriellement lisses. L'influence de la rugosité sur la perte de charge singulière a été peu étudiée. Pour cette raison, dans tous les cas où il n'y a pas de réserve spéciale, il faut considérer comme lisses les parois des tronçons façonnés et autres. L'influence de la rugosité (qui commence pratiquement à se manifester seulement aux nombres de Reynolds de l'ordre de **Re** $> 4 \cdot 10^4$) peut être prise en considération de manière approchée en multipliant le coefficient ζ par un facteur de l'ordre de 1,1 à 1,2 (et davantage quand la rugosité est plus grande).

(*) Par la suite, pour simplifier, l'indice « total » mis pour exprimer le coefficient global de perte de charge ζ et la grandeur globale de la perte de charge ΔH, sera partout omis.

12. La forme de la section transversale des parties façonnées et autres est indiquée dans le livre pour les cas où elle influe sur le coefficient de perte de charge, ou quand les valeurs de ce coefficient sont obtenues pour une forme déterminée de la section. Dans tous les autres cas, quand la forme de la section transversale n'est pas précisée, ou que les données complémentaires sur les pertes de charge des éléments de section non circulaire ne sont pas indiquées, il faut prendre le même coefficient de perte de charge pour une section polygonale ou rectangulaire (avec un rapport des côtés a_0/b_0 atteignant au moins 0,6 à 1,7), que pour une section circulaire.

13. Les graphiques ou tableaux de pertes de charge indiqués dans le mémento ont été établis soit d'après des formules, soit d'après des données expérimentales. Dans ce dernier cas, les valeurs ζ exprimées par des formules approchées peuvent s'écarter un peu des données des graphiques ou des tableaux. Les formules ne devraient alors être utilisées que pour des calculs approximatifs.

14. Etant donné que les coefficients de perte de charge ne dépendent pas de la nature du fluide* s'écoulant dans les conduites ou canaux, mais sont déterminés surtout par les paramètres géométriques de l'élément considéré du réseau, et dans certains cas par le régime d'écoulement (nombre de Reynolds, nombre de Mach), les données indiquées ici sont valables aussi bien pour le calcul des pertes de charge des réseaux purement hydrauliques, que pour le calcul des réseaux et appareils où s'écoulent des gaz ou d'autres fluides.

15. Pour effectuer le calcul des pertes de charge de tout un réseau, on peut se servir des schémas proposés dans les tableaux de calcul (Cf. les exemples de calcul hydraulique, tableau 1.10 et sq.).

16. Les valeurs des coefficients de perte de charge sont données dans le mémento pour diverses formes et paramètres des éléments de conduites et de canaux. Cependant, pour l'étude de nouveaux réseaux, il faut s'efforcer de choisir les formes et paramètres optimaux des conduites et canaux pour lesquels sont obtenus les coefficients de perte de charge les plus faibles.

Les valeurs minimales de ζ peuvent être déterminées d'après les courbes et tableaux de pertes de charge se trouvant sur les diagrammes, et aussi en se conformant aux recommandations que l'on trouve dans la partie explicative de chaque chapitre.

17. Dans la liste des diagrammes des coefficients de pertes de charge, qui se trouve au début de chaque chapitre, on indique la source ainsi que la manière dont ont été obtenus ces coefficients (expérimentalement, théoriquement ou de manière approchée), ce qui permet de juger de leur degré de certitude.

1.3. PROPRIÉTÉS DES LIQUIDES ET DES GAZ

a) Poids spécifique

1. Le poids spécifique γ est le rapport du poids du corps donné à son volume, ou le poids de l'unité de volume. Dans la technique, le poids spécifique est habituellement exprimé en kgp/m^3.

2. Les valeurs du poids spécifique de l'eau sont indiquées dans le tableau 1.1. Le tableau 1.2 donne le poids spécifique de plusieurs autres liquides industriels à des températures diverses.

Le tableau 1.3 donne les valeurs du poids spécifique de certains gaz industriels dans les conditions normales (0 °C, 760 mm de mercure, gaz sec), ainsi que leur poids relatif par rapport à l'air, dont le poids spécifique est pris comme unité (densité).

3. Pour des gaz mixtes (hauts fourneaux, gaz de coke, etc.) le poids spécifique du mélange est déterminé par la formule :

$$\gamma_{mélange} = \frac{\gamma_{K1} v_1 + \gamma_{K2} v_2 + \ldots + \gamma_{Kn} v_n}{100}$$

$[kgp/m^3 n$ gaz sec$]$

TABLEAU 1.1

Poids spécifique de l'eau [Réf. 1.21]

t	°C	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	120	140	160
γ	kgp/m^3	999,87	999,73	998,23	995,67	992,24	988,07	983,24	977,81	971,83	965,34	958,38	943,4	926,4	907,5

(*) On considère un milieu homogène.

Tableau 1.2
Poids spécifique de divers liquides à la pression atmosphérique [Réf. 1.7, 1.8]

Dénominations des liquides	°C	γ, kgp/m^3
Acétone	15	790
Acide sulfurique (87 %)	15	1 800
Acide sulfurique (fumant)	15	1 890
Alcool éthylique	15-18	790
Alcool méthylique	15	810
Ammoniac	- 34	684
Aniline	15	1 004
Benzine	15	680-740
Benzol	15	900
	60	882
Bioxyde d'azote	3,2	1 484
Bioxyde de soufre	- 10	1 472
Brome	15	3 190
Butane (normal)	-0,5	601
Chlore	0	1 469
Chloroforme	15-18	1 480
Chlorure d'éthyle	0	919
Chlorure de méthyle	0	954
Cyanure	0	715
Dichloréthane	15	1 175-1 200
Eau	(Cf. tableau 1.1)	
Eau de mer	15	1 020-1 030
Ether éthylique	15-18	740
Glycérine (déshydratée)	15	1 270
	18	1 260
	20	1 250
Goudron de houille	15	1 200
Huile à brûler	15	920
Huile de coco	15	930
Huile de coton	15	930
Huile de lignite	20	970
Huile de lin	15	940
Huile de machine très fluide	10	899
	20	898
	50	895
Huile de machine moyenne	10	899
	20	898
	50	895
Huile minérale de graissage	15	890-960
Huile d'olive	15	920
Huile de paraffine	18	925
Huile de ricin	15	970
Huile de térébenthine	15	870
Kérosène	15	790-820
Mercure	20	13 546
Ozone	- 5	537
Pétrole brut	15	700-900
Sulfure de carbone	15	1 290
Térébenthine	18	870
Tétrabrométhane	15	2 964

où :

γ_{K1}, γ_{K2} ..... γ_{Kn} – Poids spécifique des composants du mélange à 0°C et 760 mm de mercure (Cf. tableau 1.3).

v_1, v_2 ..... v_n – Pourcentage du volume de chacun des composants d'après les données

m^3n – m^3 normaux (dans les conditions normales).

b) Viscosité

1. La viscosité est propre à tous les liquides et gaz réels et se manifeste dans le mouvement sous forme de frottement interne.

On distingue :

1°) La viscosité absolue ou dynamique η (coefficient de viscosité dynamique), rapport entre la contrainte tangentielle et le gradient de vitesse (variation de la vitesse sur l'unité de longueur normalement à la direction du mouvement du liquide ou du gaz) :

$$\eta = \frac{\tau}{\frac{dw}{dy}} \qquad (1.2)$$

où :

τ – est la contrainte tangentielle.

$\frac{dw}{dy}$ – est le gradient de vitesse w dans la direction normale y.

2°) La viscosité cinématique ν (coefficient de viscosité cinématique), rapport entre la viscosité dynamique et la masse spécifique du liquide ou du gaz.

$$\nu = \eta/\rho$$

2. Dans le système CGS l'unité de viscosité dynamique est la poise (ps); dans ce cas la contrainte tangentielle s'exprime en dyne/cm² et le gradient de vitesse en cm/cm·s.

Ainsi :

$$1\ poise = 1\ \frac{dyne\ .\ s}{cm^2} = 1\ \frac{g}{cm\ .\ s}$$

Habituellement on prend comme unité de viscosité dynamique le centipoise (cps), c'est-à-dire une grandeur 10^2 fois plus petite, ou le micropoise, 10^6 fois plus petite :

$$\frac{dyne\ .\ s}{cm^2} = 1\ poise = 100\ centipoises = 10^6\ micropoises$$

Dans le système d'unités utilisé dans la technique (MK_pS) l'unité de viscosité dynamique est exprimée en $kg/m{\cdot}h$ (où kg est l'unité de masse) ou en $kgp{\cdot}s/m^2$ (où kgp est l'unité de force).

Tableau 1.3
Poids spécifique du gaz sec à 0°C et à la pression atmosphérique et chaleur spécifique à 20°C par kg de gaz sec [Réf. 1.8]

Dénominations des gaz	Formule chimique	Poids spécifique γ (kgp/m^3)	Densité (air 1,0)	Chaleur spécifique		$\kappa = \frac{c_p}{c_v}$
				c_p	c_v	
Acétylène	C_2H_2	1,1710	0,9056	0,402	0,323	1,25
Acide sulphydrique	H_2S	1,5390	1,1902	0,253	0,192	1,30
Air	-	1,2930	1,000	0,241	0,172	1,40
Ammoniac	NH_3	0,7710	0,5962	0,530	0,400	1,29
Anhydride sulfureux	SO_2	2,9270	2,2637	0,151	0,120	1,25
Argon	Ar	1,7820	1,3781	0,127	0,077	1,66
Azote	N_2	1,2507	0,9672	0,250	0,178	1,40
Benzol	C_6H_6	3,4840	2,6950	0,299	0,272	1,10
Butane normal	C_4H_{10}	2,6730	2,0672	0,458	0,414	1,11
Chlore	Cl_2	3,2170	2,4880	0,115	0,085	1,36
Chlorure de méthyle	CH_3Cl	2,3080	1,7772	0,177	0,139	1,28
Ethane	C_2H_6	1,3570	1,0486	0,413	0,345	1,20
Ethylène	C_2H_4	1,2610	0,9752	0,365	0,292	1,25
Gaz carbonique	CO_2	1,9760	1,5282	0,200	0,156	1,30
Hélium	He	0,1785	0,1380	1,260	0,760	1,66
Hydrogène	H_2	0,0899	0,6450	3,410	2,420	1,41
Krypton	Kr	3,7080	2,8677	0,060	0,036	1,67
Méthane	CH_4	0,7170	0,5545	0,531	0,405	1,31
Méthylpropane	C_4H_{10}	2,6680	2,0633	0,390	-	-
Néon	Ne	0,9002	0,6962	0,248	0,148	1,68
Oxyde azoteux	N_2O	1,9780	1,5297	0,210	0,164	1,28
Oxyde azotique	NO	1,3400	1,0363	0,233	0,166	1,38
Oxyde de carbone	CO	1,2500	0,9667	0,250	0,180	1,40
Oxygène	O_2	1,4290	1,1051	0,218	0,156	1,40
Oxysulfure de carbone	COS	2,7210	2,1044	-	-	-
Ozone	O_3	2,2200	1,7169	-	-	1,29
Propane	C_3H_8	2,0200	1,5622	0,445	0,394	1,13
Propylène	C_3H_6	1,9140	1,4802	0,390	0,343	1,17
Vapeur d'eau	H_2O	0,8040	0,6218	-	-	-
Xénon	Xe	5,8510	4,5252	0,038	0,023	1,70

L'unité de viscosité cinématique dans le système CGS est le *stokes*, cm^2/s, ou le *centistokes*, mm^2/s, 10^2 fois plus petit. Dans le système légal c'est le m^2/s.

3. On indique dans les tableaux 1.4 et 1.5 les facteurs de conversion d'un système d'unités à un autre, pour la viscosité dynamique η et pour la viscosité cinématique γ.

4. Exemples de conversion des unités de mesure de la viscosité :

a) On donne la valeur de la viscosité dynamique d'un gaz (air) en poise :

$$\eta = 180{,}9.10^{-6}\ \frac{g}{cm\ .\ s}$$

L'exprimer en unités M K_p S ($kgp{\cdot}s/m^2$).

D'après le tableau 1.4, le facteur de conversion est $1{,}02{\cdot}10^{-2}$. D'où :

$$\eta_{[MK_pS]} = 1{,}02.10^{-2}\ \eta_{[CGS]}$$
$$= 1{,}02.10^{-2} \times 180{,}9.10^{-6}$$
$$\simeq 1{,}85.10^{-6}\ kgp.s/m^2$$

TABLEAU 1.4

Facteurs de conversion pour la viscosité dynamique (η)

Unité de mesure converti en / donné	*Micropoise*	*Centipoise*	*Poise* $\frac{g}{cm.s}$	$\frac{kg}{m.s}$	$\frac{kg}{m.h}$	$\frac{kgp.s}{m^2}$	$\frac{pound}{pieds.s}$	$\frac{pound}{pieds.h}$
micropoise	1	10^{-4}	10^{-6}	10^{-7}	$3,6.10^{-4}$	$1,02.10^{-8}$	$6,72.10^{-8}$	$2,42.10^{-4}$
centipoise	10^{4}	1	10^{-2}	10^{-3}	3,6	$1,02.10^{-4}$	$6,72.10^{-4}$	2,42
poise, $\frac{g}{cm.s}$	10^{6}	10^{2}	1	10^{-1}	$3,6.10^{2}$	$1,02.10^{-2}$	$6,72.10^{-2}$	$2,42.10^{2}$
$\frac{kg}{m.s}$	10^{7}	10^{3}	10	1	$3,6.10^{3}$	$1,02.10^{-1}$	$6,72.10^{-1}$	$2,42.10^{3}$
$\frac{kg}{m.h}$	$2,78.10^{3}$	$2,78.10^{-1}$	$2,78.10^{-3}$	$2,78.10^{-4}$	1	$2,84.10^{-5}$	$1,863.10^{-4}$	$6,72.10^{-1}$
$\frac{kgp.s}{m^2}$	$9,81.10^{7}$	$9,81.10^{3}$	9,81.10	9,81	$3,53.10^{4}$	1	6,592	$2,374.10^{4}$
$\frac{pound}{pieds.s}$	$1,488.10^{7}$	1,448 . 10	1,488	1,488	$4,13.10^{3}$	$1,52.10^{-1}$	1	$3,6.10^{3}$
$\frac{pound}{pieds.h}$	$4,13.10^{3}$	$4,13.10^{-1}$	$4,13.10^{-3}$	$4,13.10^{-4}$	1,488	$4,21.10^{-5}$	$2,77.10^{-4}$	1

b) Soit la viscosité dynamique de l'eau dans le système d'unités anglaises :

$$\eta_{[\text{angl.}]} = 6,92.10^{-6}\ pound/pieds.s$$

L'exprimer en unités M K_p S ($kgp \cdot s/m^2$).

D'après le tableau 1.4, le facteur de conversion est : $1,52 \cdot 10^{-1}$.

D'où :

$$\eta_{[M K_p S]} = 1,52.10^{-1} . 6,92.10^{-6} = 1,05.10^{-8}\ kgp.s/m^2$$

c) On donne le coefficient de viscosité cinématique d'un gaz (air) en centistokes : $\nu_{\text{centistokes}} = 15,0$.

L'exprimer en unités M K_p S (m^2/s). D'après le tableau 1.5, le facteur de conversion est 10^{-6}.

D'où :

$$\nu_{[M K_p S]} = 10^{-6}\ \nu\ centistokes = 15.10^{-6}\ m^2/s.$$

d) On donne le coefficient de viscosité cinématique de l'eau dans le système d'unités anglaises (*pieds²/heure*)

$$\nu_{[\text{angl.}]} = 5,78.10^{-1}$$

L'exprimer en CGS (stokes). D'après le tableau 1.5, le facteur de conversion est $2,60 \cdot 10^{-1}$.

D'où :

$$\nu_{\text{stokes}} = 2,60.10^{-1}\ \nu_{\text{angl.}} = 2,60.10^{-1} . 5,78.10^{-1} = 1,50.10^{-2}\ stokes$$

5. Si on veut obtenir la viscosité cinématique en divisant la viscosité dynamique par le poids spécifique ou la masse spécifique du fluide, il faut choisir convenablement les unités du dividende et du diviseur. Ainsi, par exemple, pour obtenir le coefficient de viscosité cinématique ν en *stokes*, il faut exprimer la viscosité dynamique η en *poise* et diviser par la masse spécifique en g/cm^3 (on obtient en cm^2/s

TABLEAU 1.5

Facteurs de conversion pour la viscosité cinématique (ν)

Unité de mesure convertie en / donnée	*Centistokes* (mm^2/s)	*Stokes* (cm^2/s)	$\frac{m^2}{s}$	$\frac{m^2}{h}$	$\frac{pieds^2}{s}$	$\frac{pieds^2}{h}$
Centistokes, mm^2/s	1	10^{-2}	10^{-6}	$3,60.10^{-3}$	$1,07.10^{-5}$	$3,85.10^{-2}$
Stokes, cm^2/s	10^{2}	1	10^{-4}	$3,60.10^{-1}$	$1,07.10^{-3}$	3,85
m^2/s	10^{6}	10^{4}	1	$3,60.10^{3}$	1,07.10	$3,85.10^{4}$
m^2/h	$2,78.10^{2}$	2,78	$2,78.10^{-4}$	1	$2,98.10^{-3}$	1,07.10
$pieds^2/s$	$9,36.10^{4}$	$9,36 . 10^{2}$	$9,35.10^{-2}$	$3,36.10^{2}$	1	$3,60.10^{3}$
$pieds^2/h$	2,60.10	$2,60.10^{-1}$	$2,60.10^{-5}$	$9,35.10^{-2}$	$2,78.10^{-4}$	1

c'est-à-dire en *stokes*); pour obtenir ν en m^2/s, on prend η en $kgp \cdot s/m^2$ et on divise par la masse spécifique :

$$\rho = \frac{\gamma}{g}\ \text{en}\ \frac{kgp\ .\ s^2}{m^4}\ ;$$

pour obtenir ν en $m^2/heure$, on prend η en $kg/m \cdot h$ et on divise par la masse spécifique en kg/m^3.

6. Les viscosités cinématique et dynamique dépendent des paramètres de l'état du fluide. Ainsi, la viscosité dynamique des liquides et des gaz dépend seulement de la température et ne dépend pas de la pression (pour les gaz parfaits). Avec un accroissement de la température, la viscosité des gaz et des vapeurs s'élève, mais celle des liquides visqueux diminue. Pour la vapeur d'eau, la viscosité dynamique augmente avec la pression.

La viscosité cinématique des liquides et des gaz dépend de la température et de la pression.

7. La relation entre la viscosité des gaz et la température peut s'exprimer approximativement par la formule de Sutherland :

$$\eta = \eta_o \frac{273 + C}{T + C} \left(\frac{T}{273}\right)^{3/2} \qquad (1.3)$$

où :

η_o – Viscosité dynamique des gaz à 0°C.

T – Température absolue en °K.

C – Constante, dépendant de la nature du gaz.

Les valeurs de la viscosité dynamique η en micropoises en fonction de la température sont données pour divers gaz dans le tableau 1.6, ainsi que les valeurs de la constante C, et la température maximale à laquelle la valeur de cette constante est obtenue expérimentalement.

Les valeurs de la viscosité cinématique ν en centistokes pour les mêmes gaz en fonction de la température à une pression de 1 atm. absolue sont données dans le tableau 1.7.

Les valeurs ν pour l'air en m^2/s sont indiquées aussi dans la figure 1.1.

8. La viscosité cinématique d'un mélange de gaz peut être déterminée par la formule approchée de Mann :

$$\nu_{\text{mélange}} = \frac{100}{\frac{r_1}{\nu_1} + \frac{r_2}{\nu_2} + \ldots + \frac{r_n}{\nu_n}} \qquad (1.4)$$

où :

$\nu_1, \nu_2, \ldots, \nu_n$ – Viscosité cinématique des composants,

$r_1, r_2, \ldots, r_n$ – Pourcentage en volume des composants du mélange.

TABLEAU 1.6

Viscosité dynamique η des gaz, en micropoises, à la pression atmosphérique, en fonction de la température et valeurs de la constante C de la formule de Sutherland
[Réf. 1.7, 1.8, 1.19, 1.21]

Gaz	Formule	Température (°C)														
		– 20	0	20	40	60	80	100	150	200	300	400	600	800	C	Limites de la température
Acétylène	C_2H_2	90,2	96,0	102,1	108,2	114,5	120,2	126,0	–	–	–	–	–	–	215	–
Acide cyanhydrique	HCN	–	–	74,0	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	901	–
Acide sulphydrique	H_2S	–	116,0	124,0	–	–	–	159,0	–	–	–	–	–	–	331	–
Air	–	162,0	171,2	180,9	190,4	199,8	208,9	219,0	–	260,2	297,2	330,1	390,6	443,0	111	16–825
Ammoniac	NH_3	86,0	93,0	100,5	107,8	114,5	121,5	128,0	146,0	–	–	–	–	–	503	20–300
Anhydride sulfureux	SO_2	–	116,0	126,0	–	–	–	163,0	–	207,0	246,0	–	–	–	306	300–825
Argon	Ar	–	212,0	222,0	–	–	–	271,0	–	321,0	367,0	410,0	487,0	554,0	142	20–827
Azote	N_2	157,5	166,0	174,8	183,5	192,5	200,0	208,2	229,0	246,0	281,0	311,0	366,0	413,0	104	25–280
Benzol	C_6H_6	62,0	68,0	73,5	79,0	84,0	89,5	95,0	108,0	121,0	147,0	–	–	–	448	130–313
Butane	C_4H_{10}	–	69,0	74,0	–	–	–	95,0	–	–	–	–	–	–	358	–
Chlore	Cl	114,5	123,0	132,0	141,0	150,0	159,0	168,0	189,0	210,0	250,0	–	–	–	350	100–250
Chlorure d'éthyle	C_2H_5Cl	–	94,0	105,0	–	–	–	–	143,0	–	–	–	–	–	411	–
Chlorure de méthyle	CH_3Cl	–	98,0	106,0	–	–	–	136,0	–	175,0	–	–	–	–	454	–
Ethane	C_2H_6	–	86,0	92,0	–	–	–	115,0	128,0	142,0	–	–	–	–	252	20–250
Ethylène	C_2H_4	88,5	94,5	101,0	107,0	112,0	118,5	124,0	140,0	154,0	–	–	–	–	225	20–250
Gaz carbonique	CO_2	128,0	138,0	147,0	157,0	167,0	175,5	184,5	–	226,0	264,0	299,0	362,0	413,5	254	–
Hélium	He	175,0	186,0	195,5	204,0	213,5	220,5	229,0	–	270,0	307,0	342,0	407,0	465,0	0	21–100
Hydrogène	H_2	80,4	84,0	88,0	91,8	95,9	99,6	103,0	113,0	121,0	139,0	154,0	183,0	210,0	71,0	20–100
Krypton	Kr	–	233,0	246,0	–	–	–	306,0	–	–	–	–	–	–	188	–
Méthane	CH_4	95,5	102,0	108,0	115,0	121,4	127,0	133,0	147,0	161,0	186,0	–	–	–	164	20–250
Oxyde azoteux	N_2O	–	137,0	146,0	–	–	–	183,0	–	225,0	265,0	–	–	–	260	25–280
Oxyde azotique	NO	–	179,0	188,0	–	–	–	227,0	–	268,0	–	–	–	–	128	20–250
Oxyde de carbone	CO	159,5	168,0	176,8	185,5	194,5	202,4	210,2	229,0	247,0	279,0	–	–	–	100	130
Oxygène	O_2	181,5	192,0	202,5	213,0	223,5	234,0	244,0	–	290,0	331,0	369,0	435,0	493,0	125	20–280
Pentane	C_5H_{12}	–	62,0	–	–	–	–	–	100,0	103,0	–	–	–	–	383	–
Propane	C_3H_8	70,0	75,0	80,0	85,4	90,5	95,8	100,1	113,0	125,0	144,0	–	–	–	278	20–250
Propylène	C_3H_6	–	78,0	83,5	–	–	–	107,0	141,0	–	–	–	–	–	487	–
Vapeur d'eau	H_2O	82,0	89,3	96,7	104,0	111,3	118,7	126,0	–	160,4	200,0	239,0	314,5	386,5	961	20–406
Xénon	Xe	–	211,0	226,0	–	–	–	287,0	–	–	–	–	–	–	252	–

TABLEAU 1.7

Coefficient cinématique de viscosité ν, en centistokes, à la pression atmosphérique, en fonction de la température
[Réf. 1.7, 1.8, 1.19 - 1.21]

Gaz	Formule	Température (°C)												
		– 20	0	20	40	60	80	100	150	200	300	400	600	800
Acétylène	C_2H_2	4,73	8,20	9,35	10,60	11,94	13,25	14,70	–	–	–	–	–	–
Acide sulphydrique	H_2S	–	7,62	8,70	–	–	–	14,10	–	19,80	28,00	37,30	65,20	82,00
Air	–	11,66	13,20	15,00	16,98	18,85	20,89	23,00	30	34,90	48,20	63,20	96,50	134,00
Ammoniac	NH_3	6,81	12,00	14,00	16,00	18,10	20,35	22,70	29,30	36,00	–	–	–	–
Anhydride sulfureux	SO_2	–	4,00	4,60	–	–	–	7,60	–	12,20	17,60	–	–	–
Argon	Ar	–	11,90	13,30	–	–	–	20,70	–	31,20	43,30	56,50	87,50	123,00
Azote	N_2	11,67	13,30	15,00	16,85	18,80	20,65	22,30	28,30	34,10	47,20	61,40	93,50	130,00
Benzol	C_6H_6	1,66	11,95	2,26	2,60	2,94	3,33	3,73	4,80	6,02	8,85	–	–	–
Butane	C_4H_{10}	–	25,80	29,70	–	–	–	48,50	–	–	–	–	–	–
Chlore	Cl_2	3,09	3,80	4,36	5,02	5,66	6,36	7,15	9,10	11,50	16,25	–	–	–
Chlorure de méthyle	CH_3Cl	–	4,28	4,90	–	–	–	8,05	–	13,10	–	–	–	–
Ethane	C_2H_6	–	6,35	7,28	–	–	–	11,60	14,70	18,10	–	–	–	–
Ethylène	C_2H_4	6,80	7,50	8,66	9,73	10,85	12,15	13,40	17,30	21,20	–	–	–	–
Gaz carbonique	CO_2	5,62	7,00	8,02	9,05	10,30	12,10	12,80	–	–	–	–	–	–
Hélium	He	9,12	10,40	11,74	13,12	14,55	15,97	17,50	–	26,20	36,10	47,30	72,80	102,50
Hydrogène	H_2	84,00	93,50	105,00	117,30	130,00	143,00	156,60	195,00	233,00	324,00	423,00	651,00	918,00
Krypton	Kr	–	6,26	7,13	–	–	–	13,70	–	–	–	–	–	–
Méthane	CH_4	12,57	14,20	16,50	18,44	20,07	22,90	25,40	31,8	39,00	54,50	–	–	–
Oxyde azoteux	N_2O	–	6,82	7,93	–	–	–	12,70	–	19,70	28,20	–	–	–
Oxyde azotique	NO	–	13,30	15,10	–	–	–	23,20	–	30,50	–	–	–	–
Oxyde de carbone	CO	11,86	13,50	15,16	17,00	18,96	21,00	22,70	28,4	34,30	46,85	–	–	–
Oxygène	O_2	11,04	13,40	15,36	17,13	19,05	21,16	23,40	–	35,20	48,70	63,80	97,50	135,70
Propane	C_3H_8	3,04	3,70	4,26	4,90	5,52	6,18	6,76	8,70	10,84	15,10	–	–	–
Propylène	C_3H_6	–	4,08	4,70	–	–	–	7,70	11,4	–	–	–	–	–
Vapeur d'eau	H_2O	9,50	11,12	12,90	14,84	16,90	18,66	21,50	–	–	–	–	–	–
Xénon	Xe	–	3,59	4,15	–	–	–	6,70	–	–	–	–	–	–

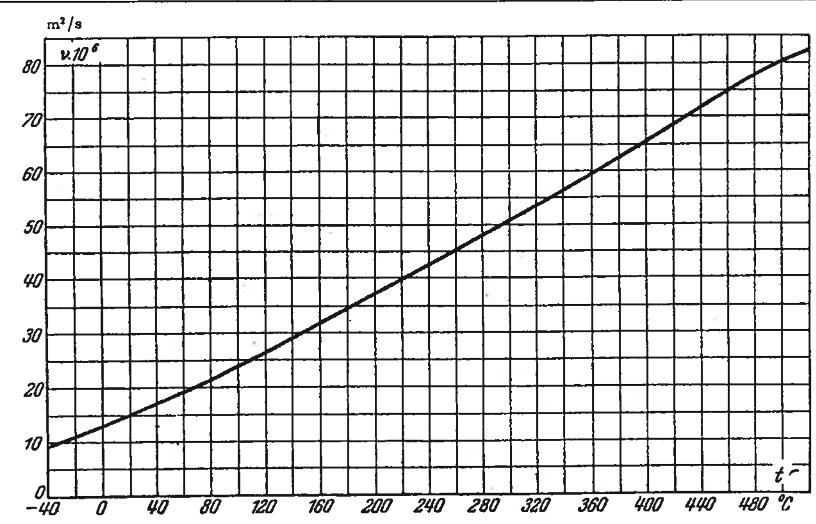


Fig. 1.1. — Relation entre le coefficient de viscosité cinématique de l'air (ν en m^2/s) et la température (t en °C) à la pression 1 atm. absolue

Pour trouver la viscosité dynamique du mélange, on peut utiliser la formule approchée :

$$\eta = \frac{100}{\frac{G_1}{\eta_1} + \frac{G_2}{\eta_2} + \ldots + \frac{G_n}{\eta_n}} \qquad (1.5)$$

où :

$\eta_1, \eta_2, \ldots, \eta_n$ — Viscosité dynamique des composants,

$G_1, G_2, \ldots, G_n$ — Pourcentage en poids des composants du mélange.

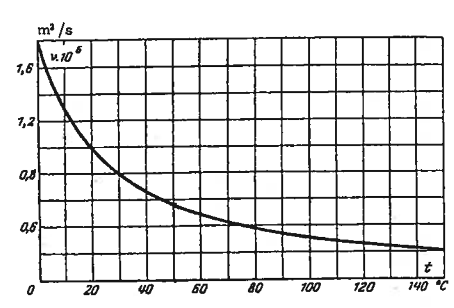


Fig. 1.2. — Relation entre le coefficient de viscosité cinématique de l'eau (ν en m^2/s) et sa température (t en °C)

9. Les valeurs de la viscosité dynamique en $kgp \cdot s/m^2$ et de la viscosité cinématique en m^2/s (système M K_p S), de l'eau en fonction de la température et de la pression sont indiquées dans le tableau 1.8. De plus, les valeurs de ν en m^2/s pour l'eau en fonction de la température à la pression atmosphérique sont données sur la figure 1.2.

1.4. ÉQUILIBRE DES LIQUIDES ET DES GAZ

1. Un liquide ou un gaz se trouve en équilibre si pour chacun de ses éléments arbitrairement isolé, la résultante de toutes les forces appliquées à cet élément est nulle.

2. L'équation d'équilibre d'un liquide ou d'un gaz isovolume * pour un poids spécifique invariable peut s'écrire :

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma_1} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma_2} \qquad (1.6)$$

(*) Par liquide isovolume, il faut comprendre un volume dont deux éléments quelconques peuvent être reliés par une ligne ne sortant pas des limites de ce volume. Les volumes des liquides remplissant des vases communiquants peuvent être considérés comme un même volume, ou isovolume.

Tableau 1.8

Valeurs des viscosités cinématique et dynamique de l'eau en fonction de la température et de la pression [Réf. 1.21]

t, °C	$p, \frac{kgp}{cm^2}$	$\eta.10^6, \frac{kgp.s}{m^2}$	$\nu.10^6, \frac{m^2}{s}$
0	1,0	182,3	1,792
10	1,0	133,1	1,306
20	1,0	102,4	1,006
30	1,0	81,7	0,805
40	1,0	66,6	0,659
50	1,0	56,0	0,556
60	1,0	47,9	0,478
70	1,0	41,4	0,415
80	1,0	36,2	0,365
90	1,0	32,1	0,326
100	1,03	28,8	0,295
110	1,46	26,4	0,272
120	2,02	24,2	0,252
130	2,75	22,5	0,233
140	3,68	20,5	0,217
150	4,85	19,0	0,203
160	6,30	17,7	0,191
170	8,08	16,6	0,181
180	10,23	15,6	0,173
190	12,80	14,7	0,165
200	15,86	13,9	0,158
210	19,46	13,3	0,153
220	23,46	12,7	0,148
230	28,53	12,2	0,145
240	34,14	11,7	0,141
250	40,56	11,2	0,137
260	47,87	10,8	0,135
270	56,14	10,4	0,133
280	65,46	10,0	0,131
290	75,92	9,60	0,129
300	87,61	9,30	0,128
310	100,64	9,00	0,128
320	115,12	8,70	0,128
330	131,18	8,30	0,127
340	149,96	7,90	0,127
350	168,63	7,40	0,126
360	190,42	6,80	0,126
370	214,68	5,80	0,126

où :

z_1 et z_2 — coordonnées de deux particules du liquide ou du gaz du volume donné par rapport à un plan de référence (profondeurs d'immersion ou hauteurs géométriques correspondantes) (Fig. 1.3).

p_1 et p_2 — pression statique (absolue) au niveau de ces particules en kgp/m^2.

γ — poids spécifique du liquide ou du gaz, en kgp/m^3.

3. La pression en un point quelconque du volume de liquide ou de gaz peut être obtenue, connaissant la pression en n'importe quel autre point appartenant au même volume, ainsi que la profondeur d'immersion $h = z_2 - z_1$ de ce point relativement à l'autre (Fig. 1.3) :

$$\left.\begin{aligned} p_2 &= p_1 - \gamma(z_2 - z_1) = p_1 - \gamma h \\ p_1 &= p_2 + \gamma(z_2 - z_1) = p_2 + \gamma h \end{aligned}\right\} \qquad (1.7)$$

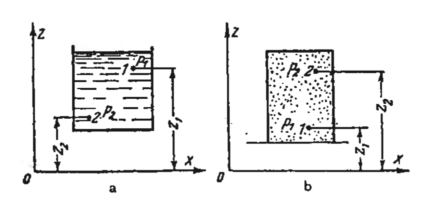


Fig. 1.3. — Détermination de la pression en un point quelconque du liquide ou du gaz d'après la pression en un point donné :

a) $\gamma > \gamma_a$

b) $\gamma < \gamma_a$

(γ_a : poids spécifique de l'air atmosphérique)

D'où, par exemple, dans le cas d'un récipient empli d'un gaz chaud au repos ($\gamma < \gamma_a$), la pression qui s'exerce sur les parois au niveau $h = z_g - z_a$, qui se trouve plus haut que le plan séparant le gaz de l'air atmosphérique (Fig. 1.4), est plus faible que la pression p_a dans le plan de séparation, autant du côté du gaz (p_g) que du côté de l'air (p_h) :

$$p_g = p_a - \gamma_g h \qquad (1.8)$$

$$p_h = p_a - \gamma_a h \qquad (1.9)$$

où :

γ_g — Poids spécifique du gaz (moyen suivant la hauteur h), en kgp/m^3.

γ_a — Poids spécifique de l'air atmosphérique (moyen suivant la hauteur h), en kgp/m^3.

4. La pression relative H_g d'un gaz chaud au repos dans un récipient au niveau $h = z_g - z_a$, par rapport à la pression atmosphérique de l'air au même niveau h, est obtenue d'après (1.8) et (1.9) :

$$H_g = p_g - p_h = h(\gamma_a - \gamma_g) \qquad (1.10)$$

1.5. MOUVEMENTS DES LIQUIDES ET DES GAZ

a) Débit et vitesse moyenne de l'écoulement

1. On appelle débit d'un liquide ou d'un gaz la quantité qui s'écoule à travers une section transversale donnée de la conduite (section vive d'un canal découvert), par unité de temps. Dans la technique, le débit s'exprime soit en unités de poids (débit en poids, par exemple G kgp/s), soit en unités de volume (débit volumique, par exemple Q m^3/s).

2. Sous une forme générale (pour une forme quelconque de la répartition des vitesses du courant dans la section) le débit volumique s'exprime par la formule :

$$Q = \int_F dQ = \int_F w\,dF \qquad (1.11)$$

où :

w – Vitesse en un point donné de la section de la conduite ou du canal, m/s.

F – Surface de la section de la conduite, ou du canal, en m^2.

Le débit en poids est lié au débit en volume par la relation :

$$G = \gamma Q \qquad (1.12)$$

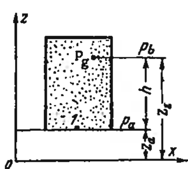


FIG. 1.4. — Détermination de la pression absolue à une hauteur quelconque d'un gaz chaud dans un vase, par rapport à la pression atmosphérique au même niveau

3. La répartition des vitesses dans une section de la conduite n'est presque jamais uniforme. Pour simplifier la résolution des problèmes pratiques, on introduit une vitesse moyenne fictive :

$$w_{moy} = \frac{1}{F}\int_F w\,dF = \frac{Q}{F} \qquad (1.13)$$

d'où :

$$Q = w_{moy}\,F \qquad (1.14)$$

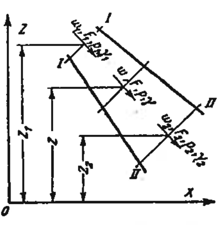


FIG. 1.5. — Application de l'équation de continuité, de l'équation de l'énergie et de l'équation de Bernouilli à deux sections d'un canal

4. Le débit volumique, et par conséquent la vitesse de l'écoulement du gaz dépendent de la température, de la pression et de l'humidité *.

Si dans les conditions normales (0 °C, 760 mm de mercure, gaz sec) le débit volumique du gaz est Q_n en m^3_n/s, et la vitesse moyenne w_n en m_n/s, on a dans les conditions de fonctionnement :

$$Q = Q_n \frac{T}{273}\cdot\frac{p_n}{p}\left(1 + \frac{m}{0{,}804}\right) \; [m^3/s] \qquad (1.15)$$

et par conséquent :

$$w = w_n \frac{T}{273}\cdot\frac{p_n}{p}\left(1 + \frac{m}{0{,}804}\right) \; [m/s] \qquad (1.16)$$

où :

T – Température absolue du gaz, °K ;

m – Teneur en vapeur d'eau du gaz, kg/m^3_n de gaz sec (dans les conditions normales $m = 0{,}804$) ;

p – Pression absolue du gaz en mouvement dans la section donnée F, kgp/m^2 ;

p_n – Pression absolue du gaz dans les conditions normales ($p_n = 10\,330$), en kgp/m^2.

Pour un gaz sec à la pression atmosphérique ($p = p_n$) le débit volumique et par conséquent la vitesse du courant du gaz dans les conditions de fonctionnement sont :

$$Q = Q_n \frac{T}{273} \; [m^3/s] \qquad (1.17)$$

et

$$w = w_n \frac{T}{273} \; [m/s] \qquad (1.18)$$

(*) On considère un gaz parfait, qui est régi par la relation $pv = RT$, et pour lequel l'énergie interne dépend seulement de la température; ici v est le volume spécifique et R la constante du gaz.

5. Le poids spécifique du gaz dans les conditions de fonctionnement est :

$$\gamma = (\gamma_n + m)\frac{273}{T}\cdot\frac{1}{1 + \dfrac{m}{0{,}804}}\cdot\frac{p}{p_n} \; [kgp/m^3] \qquad (1.19)$$

où :

γ_n – est le poids spécifique du gaz sec aux conditions normales, en kgp/m^3.

Pour un gaz sec à la pression atmosphérique :

$$\gamma = \gamma_n \frac{273}{T} = \frac{\gamma_n}{1 + \dfrac{t}{273}} \; [kgp/m^3] \qquad (1.20)$$

b) Equation de continuité

1. L'équation de continuité est le résultat de l'application de la loi de conservation de la masse à un fluide en mouvement (liquide, gaz).

Sous une forme générale, pour une répartition quelconque des vitesses, l'équation de continuité pour deux sections de la conduite ou du canal I-I et II-II (FIG. 1.5) peut s'écrire :

$$\int_{F_1} \gamma_1\, w\,dF = \int_{F_2} \gamma_2\, w\,dF \qquad (1.21)$$

Pour un fluide incompressible homogène, le poids spécifique est toujours constant dans toute la section, donc on peut écrire :

$$\gamma_1 \int_{F_1} w\,dF = \gamma_2 \int_{F_2} w\,dF \qquad (1.21')$$

où :

F_1 et F_2 – Surfaces des sections I-I et II-II, en m^2.

w – Vitesse du courant en un point donné de la section, m/s.

γ_1 et γ_2 – Poids spécifique du fluide en mouvement dans les sections I-I et II-II, en kgp/m^3.

2. En tenant compte des expressions (1.12) et (1.14), on peut écrire l'équation de continuité (équation de débit) pour un écoulement uniforme compressible et pour n'importe quel écoulement incompressible, sous cette forme :

$$\left.\begin{aligned} \gamma_1 w_1 F_1 &= \gamma_2 w_2 F_2 = \gamma w F \\ \gamma_1 Q_1 &= \gamma_2 Q_2 = \gamma Q \end{aligned}\right\} \qquad (1.22)$$

où :

w_1 et w_2 – Vitesse moyenne correspondant aux sections I-I et II-II, m/s.

Si le poids spécifique du fluide en mouvement ne change pas le long de l'écoulement $\gamma_1 = \gamma = \gamma_2$, et l'équation de continuité (de débit) s'écrit :

$$w_1 F_1 = w_2 F_2 = wF \qquad (1.23)$$

ou :

$$Q_1 = Q_2 = Q = \frac{G}{\gamma}$$

c) Equation de BERNOULLI Charge-Aspiration

1. On peut appliquer la loi de la conservation de l'énergie à un fluide qui s'écoule en conduite ou en canal. D'après cette loi, l'énergie de l'écoulement qui passe par unités de temps dans la section I-I (fig. 1.5) est égale à l'énergie de l'écoulement qui passe par unité de temps dans la section II-II, plus les pertes d'énergie mécanique et thermique dans le tronçon entre ces sections.

2. Dans le cas général d'un écoulement d'un fluide non élastique visqueux, de même que pour celui d'un fluide élastique, c'est-à-dire d'un gaz à répartition non uniforme des vitesses et des pressions dans une section, l'équation d'énergie correspondante a la forme :

$$\int_{F_1}\left(p + \gamma\frac{w^2}{2g} + z\gamma + \frac{U}{A}\gamma\right) w\,dF = \qquad (1.24)$$

$$= \int_{F_2}\left(p + \frac{\gamma w^2}{2g} + z\gamma + \frac{U}{A}\gamma\right) w\,dF + \Delta E_{global}$$

où :

z – Hauteur géométrique du centre de gravité de la section correspondante, m ;

p – Pression statique (absolue) en un point de la section correspondante, kgp/m^2 ;

A – Equivalent mécanique de la chaleur : $1/427$, $kcal/kgm$;

$\int_F z\gamma w\,dF$ – Energie potentielle de position de l'écoulement, qui passe par unité de temps à travers la section correspondante, kgm/s ;

$\int_F pw\,dF$ – Energie potentielle de pression de l'écoulement, qui passe par unité de temps à travers la section correspondante, *kgm/s* ;

$\int_F \frac{\gamma w^2}{2g} w\,dF$ – Energie cinétique de l'écoulement, qui passe par unité de temps à travers la section correspondante, *kgm/s* ;

$U = c_v T$ – Energie interne spécifique de l'écoulement du gaz, *kcal/kgp* ;

$\int_F \frac{U}{A} \gamma w\,dF$ – Energie thermique interne de l'écoulement qui passe par unité de temps à travers la section correspondante, *kgm/s* ;

ΔE – Perte d'énergie (thermique et mécanique) dans le tronçon entre les sections I-I et II-II, *kgm/s* ;

c_v – Chaleur spécifique moyenne du gaz à volume constant, *kcal/kg-degré*.

3. La pression statique p dans la majorité des cas pratiques est constante dans la section même quand la répartition des vitesses est très irrégulière; mais par contre on peut négliger dans les problèmes pratiques la variation du poids spécifique dans la section, qui dépend de la variation des vitesses. Pour cette raison au lieu de l'équation (1.24), on peut écrire :

$$(\gamma_1 z_1 + p_1) w_1 F_1 + \int_{F_1} \frac{\gamma w^3}{2g} dF + \frac{U_1}{A} \gamma_1 w_1 F_1 =$$

$$= (\gamma_2 z_2 + p_2) w_2 F_2 + \int_{F_2} \frac{\gamma w^3}{2g} dF +$$

$$+ \frac{U_2}{A} \gamma_2 w_2 F_2 + \Delta E_{global}$$

En désignant :

$$\left.\begin{aligned} N_1 &= \frac{1}{F_1} \int_{F_1} \left(\frac{w}{w_1}\right)^3 dF \\ \text{et} \quad N_2 &= \frac{1}{F_2} \int_{F_2} \left(\frac{w}{w_2}\right)^3 dF \end{aligned}\right\} \qquad (1.25)$$

nous obtenons :

$$(\gamma_1 z_1 + p_1) w_1 F_1 + N_1 \frac{\gamma_1 w_1^2}{2g} w_1 F_1 + \frac{U_1}{A} \gamma_1 w_1 F_1 =$$

$$= (\gamma_2 Z_2 + p_2) w_2 F_2 + N_2 \frac{\gamma_2 w_2^2}{2g} w_2 F_2 +$$

$$+ \frac{U_2}{A} \gamma_2 w_2 F_2 + \Delta E_{global}$$

ou :

$$\left(\gamma_1 z_1 + p_1 + N_1 \frac{\gamma_1 w_1^2}{2g} + \gamma_1 \frac{U_1}{A}\right) Q =$$

$$= \left(\gamma_2 z_2 + p_2 + N_2 \frac{\gamma_2 w_2^2}{2g} + \gamma_2 \frac{U_2}{A}\right) Q + \Delta E_{global}$$

où : (1.26)

N_1 et N_2 sont les coefficients d'énergie cinétique correspondant aux sections I-I et II-II; ils caractérisent le degré de répartition non uniforme des énergies cinétiques, et par conséquent des vitesses, dans les sections considérées.

4. Si on rapporte l'énergie par seconde de l'écoulement au débit en poids ou en volume, on obtient l'équation généralisée de Bernoulli pour un liquide ou un gaz réel, compte tenu des pertes spécifiques (thermiques et mécaniques) dans le tronçon considéré :

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma_1} + N_1 \frac{w_1^2}{2g} + \frac{U_1}{A} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma_2} +$$

$$+ N_2 \frac{w_2^2}{2g} + \frac{U_2}{A} + \frac{\Delta E_{global}}{G} \qquad (1.27)$$

et par conséquent :

$$\gamma_1 z_1 + p_1 + N_1 \frac{\gamma_1 w_1^2}{2g} + \frac{\gamma_1 U_1}{A} =$$

$$= \gamma_2 z_2 + p_2 + N_2 \frac{\gamma_2 w_2^2}{2g} + \frac{\gamma_2 U_2}{A} + \frac{\Delta E_{global}}{Q} \qquad (1.28)$$

5. Pour les liquides incompressibles, parmi lesquels on peut compter aussi les gaz à petite vitesse d'écoulement (pratiquement jusqu'à $w = 150\text{-}200$ *m/s*) et à faible chute de pression (jusqu'à 100 *kgp/m²*), nous avons $U_1 = U_2$ et $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$. Alors l'équation de Bernoulli prend la forme :

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + N_1 \frac{w_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + N_2 \frac{w_2^2}{2g} + H_{global} \qquad (1.29)$$

et par conséquent :

$$\gamma z_1 + p_1 + N_1 \gamma \frac{w_1^2}{2g} =$$

$$= \gamma z_2 + p_2 + N_2 \gamma \frac{w_2^2}{2g} + \Delta H_{global} \qquad (1.30)$$

6. Tous les termes de l'équation (1.29) ont une dimension linéaire; par conséquent on les exprime par des hauteurs :

z_1 et z_2 – Hauteur géométrique, *m* ;

p_1/γ, p_2/γ – Hauteur piézométrique ou hauteur due à la pression, *m* ;

$N_1 \frac{w_1^2}{2g}$, $N_2 \frac{w_2^2}{2g}$ – Hauteur due à la vitesse, *m* ;

H_{global} – Hauteur des pertes globales, *m*.

7. Tous les termes de l'équation (1.30) ont une dimension de pression, en *kgp/m²*, et ils signifient :

γz_1 et γz_2 – Energie de position spécifique, *kgp/m²* ;

p_1, p_2 – Energie de pression spécifique ou pression statique, *kgp/m²* ;

$N_1 \frac{\gamma w_1^2}{2g}$, $N_2 \frac{\gamma w_2^2}{2g}$ – Energie cinétique spécifique ou pression due à la vitesse (pression dynamique), *kgp/m²* ;

$\Delta H_{global} = \Delta E_{global}/Q$ – Perte de pression employée pour vaincre la résistance totale de la portion comprise entre les sections I-I et II-II, en *kgp/m²*.

8. Dans le cas particulier d'un champ des vitesses uniforme : $N_1 = N_2$, et l'équation de Bernoulli prend la forme :

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{w_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{w_2^2}{2g} + H_{global} \qquad (1.31)$$

et par conséquent :

$$\gamma z_1 + p_1 + \frac{\gamma w_1^2}{2g} = \gamma z_2 + p_2 + \frac{\gamma w_2^2}{2g} + \Delta H_{global} \qquad (1.32)$$

9. Si dans chaque membre de l'équation (1.30) on ajoute et on retranche les grandeurs p_{z_1} et p_{z_2}, on obtient :

$$\gamma z_1 + p_1 + p_{z_1} - p_{z_1} + N_1 \frac{\gamma w_1^2}{2g} =$$

$$= \gamma z_2 + p_2 + p_{z_2} - p_{z_2} + N_2 \frac{\gamma w_2^2}{2g} + \Delta H_{global} \qquad (1.33)$$

où :

p_{z_1} – Pression atmosphérique à la cote z_1, *kgp/m²*.

p_{z_2} – Pression atmosphérique à la cote z_2, *kgp/m²*.

D'après (1.9) :

$$\left.\begin{aligned} p_{z_1} &= p_a - \gamma_a z_1 \\ p_{z_2} &= p_a - \gamma_a z_2 \end{aligned}\right\} \qquad (1.34)$$

où :

p_a – Pression atmosphérique au niveau du plan de référence (Fig. 1.6), *kgp/m²*.

γ_a – Poids spécifique moyen à la cote z de l'air atmosphérique ; dans le cas donné le poids spécifique est considéré pratiquement le même aux deux hauteurs z_1 et z_2, *kgp/m³*.

D'où, au lieu de (1.33), après les transformations correspondantes, nous obtenons :

$$(\gamma - \gamma_a) z_1 + (p_1 - p_{z_1}) + N_1 \frac{\gamma w_1^2}{2g} =$$

$$= (\gamma - \gamma_a) z_2 + (p_2 - p_{z_2}) + N_2 \frac{\gamma w_2^2}{2g} + \Delta H_{global} \qquad (1.35)$$

10. La perte de charge de la conduite entre les sections I-I et II-II d'après (1.35) est égale à :

$$\Delta H_{globale} = (p_1 - p_{z_1}) - (p_2 - p_{z_2}) + N_1 \frac{\gamma w_1^2}{2g} -$$

$$- N_2 \frac{\gamma w_2^2}{2g} + (\gamma_a - \gamma)(z_2 - z_1) \qquad (1.36)$$

ou sommairement :

$$\Delta H_{globale} = (H_{1\,st} - H_{2\,st}) + (H_{1\,dyn} - H_{2\,dyn}) + H_c$$

$$\Delta H_{globale} = H_{1\,total} - H_{2\,total} + H_c \qquad (1.37)$$

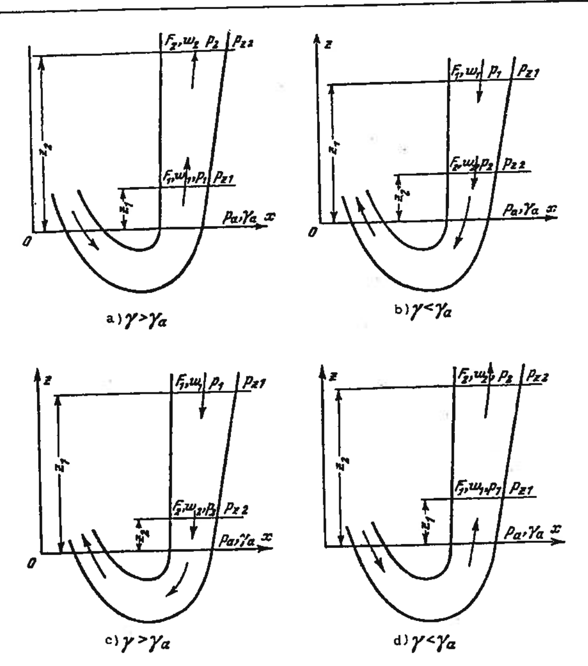


FIG. 1.6. — Pour le choix du signe de l'aspiration

où :

$H_{dyn} = N\dfrac{\gamma w^2}{2g}$ – pression due à la vitesse ou pression dynamique dans la section donnée de l'écoulement (grandeur toujours positive), kgp/m^2 ;

$H_{st} = p - p_z$ – pression statique excédentaire (différence entre la pression absolue p dans la section de l'écoulement à la cote z et la pression atmosphérique absolue p_z à la même cote), en kgp/m^2 ; cette pression peut être positive ou négative ;

$H_c = (z_2 - z_1)(\gamma_a - \gamma)$ – charge de position géométrique (ou pour un gaz aspiration), en kgp/m^2. (1.38)

11. La charge de position excédentaire est la tendance du liquide ou du gaz à tomber vers le bas ou à s'élever vers le haut, suivant que le liquide ou le gaz donné se trouve dans un milieu plus léger ou plus lourd. Cette charge peut être positive ou négative suivant qu'elle contribue ou s'oppose au mouvement du courant.

Si pour $\gamma > \gamma_a$, l'écoulement se dirige vers le haut (fig. 1.6, a) et pour $\gamma < \gamma_a$, l'écoulement se dirige vers le bas (fig. 1.6, b), la charge excédentaire $H_c = (z_2 - z_1)(\gamma_a - \gamma)$ est négative, s'opposant au mouvement du courant. Mais si pour $\gamma > \gamma_a$, l'écoulement se dirige vers le bas (fig. 1.6 c) et pour $\gamma < \gamma_a$ l'écoulement se dirige vers le haut (fig. 1.6 d), la charge excédentaire $H_c = (z_2 - z_1)(\gamma_a - \gamma)$ est positive, contribuant au déplacement du courant.

12. Si les poids spécifiques du fluide en écoulement γ et de l'atmosphère ambiante γ_a sont égaux, de même que dans le cas de conduites ou canaux horizontaux, la charge de position (aspiration) est nulle,



et l'équation (1.37) se simplifie :

$$\Delta H_{global} = H_{1\,global} - H_{2\,global} \quad [kgp/m^2] \quad (1.39)$$

13. Dans les cas où la pression statique, ainsi que la vitesse ne sont pas uniformes dans la section, et qu'on ne peut pas négliger cette non uniformité, la perte de charge dans le tronçon doit être déterminée comme la différence entre les énergies spécifiques totales plus (ou moins) l'aspiration (si elle n'est pas nulle) :

$$\Delta H_{global} = \frac{1}{Q}\int_{F_1}(H_{st} + H_{dyn})w\,dF -$$

$$-\frac{1}{Q}\int_{F_2}(H_{st} + H_{dyn})w\,dF \pm H_c \quad (1.40)$$

où :

$\dfrac{1}{Q}\int_F (H_{st} + H_{dyn})w\,dF$ – énergie spécifique totale de l'écoulement qui passe à travers la section donnée F, kgp/m^2 ;

$H_{st} + H_{dyn}$ – pression totale en un point de la section, kgp/m^2.

1.6. ÉCOULEMENT DES LIQUIDES ET DES GAZ PAR LES ORIFICES

a) Ecoulement des liquides et gaz incompressibles

1. La vitesse d'écoulement d'un liquide (ou d'un gaz) à partir d'un récipient (réservoir) par un orifice (ajutage) dans le fond ou dans une paroi (fig. 1.7) est exprimée par la formule * :

$$w_{contr} = \frac{\sqrt{\dfrac{2g}{\gamma}\left[\gamma(z + l) + p_1 - p_{contr} + N_1\gamma\dfrac{w_1^2}{2g}\right]}}{\sqrt{N_{contr} + \zeta}} \quad (1.41)$$

ou :

$$w_{contr} = \varphi\sqrt{2g\,H_{total}} \quad (1.42)$$

où :

w_{contr} et w_1 – Respectivement, vitesse dans la section contractée du jet sortant et vitesse d'écoulement dans le réservoir, m/s ;

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{N_{contr} + \zeta}} \text{ – Coefficient de vitesse.} \quad (1.43)$$

$$H_{total} = \frac{1}{\gamma}\left[\gamma(z + l) + p_1 - p_{contr} + N_1\gamma\frac{w_1^2}{2g}\right] \quad (1.44)$$

– pression totale de l'écoulement, kgp/m^2;

p_{contr} et p_1 – pression statique (absolue) respectivement dans la section contractée et dans le réservoir, kgp/m^2 ;

z – hauteur du niveau du liquide au-dessus de la section (centre de gravité) de l'orifice, m ;

l – distance entre l'orifice de sortie et le plan de référence (fig. 1.7) ou profondeur de l'ajutage, m ;

N_{contr} et N_1 – coefficients des énergies cinétiques respectivement dans la section contractée et dans le réservoir ;

ζ – coefficient de perte de charge de l'orifice (ou de l'ajutage), rapporté à la vitesse dans la section contractée du jet ; il est déterminé d'après les mêmes données que pour n'importe quelle portion de conduite.

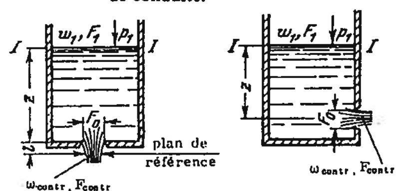


FIG. 1.7. — Ecoulement d'un réservoir par un orifice dans le fond ou dans la paroi

2. Dans le cas général, à la sortie de l'orifice, la section du jet à une certaine distance voisine de l'orifice se contracte un peu, de sorte que l'on a :

$$F_{contr} = \varepsilon F_0 \quad (1.45)$$

où :

F_{contr} et F_0 – respectivement aire de la section contractée du jet et aire de l'orifice lui-même (fig. 1.8), m^2 ;

(*) Pour un gaz, on néglige les grandeurs z et l.

$\epsilon = \frac{F_{contr}}{F_0}$ – coefficient de contraction du jet, qui dépend tout d'abord de la forme du bord d'entrée de l'orifice ou de l'ajutage, du rapport des sections F_0/F_1 (F_1 : aire de la section du réservoir), et du nombre de Reynolds.

Compte tenu de (1.45) et de l'équation de continuité, on peut ramener la formule (1.41) à la forme :

$$w_{contr} = \varphi \frac{\sqrt{\frac{2g}{\gamma}[\gamma(z+l) + p_1 - p_{contr}]}}{\sqrt{1 - N_1\left(\frac{F_0}{F_1}\epsilon\varphi\right)^2}}$$

$$= \varphi \frac{\sqrt{2gH}}{\sqrt{1 - N_1\left(\frac{F_0}{F_1}\epsilon\varphi\right)^2}} \quad (1.46)$$

où :

$H = \frac{1}{\gamma}[\gamma(z+l) + p_1 - p_{contr}]$ – pression de l'écoulement, kgp/m^2.

3. Si la section de l'orifice (ou de l'ajutage) est négligeable par rapport à la section du réservoir, la formule (1.46) se simplifie :

$$w_{contr} = \varphi\sqrt{\frac{2g}{\gamma}[\gamma(z+l) + p_1 - p_{contr}]} =$$

$$= \varphi\sqrt{2gH} \quad (1.47)$$

4. Le débit en volume d'un liquide ou d'un gaz incompressible à travers un orifice s'exprime par la formule :

$$Q = w_{contr}\,\epsilon F_0 = \varphi\epsilon F_0 \frac{\sqrt{2gH}}{\sqrt{1 - N_1\left(\epsilon\varphi\frac{F_0}{F_1}\right)^2}} =$$

$$= \mu F_0 \frac{\sqrt{2gH}}{\sqrt{1 - N_1\left(\mu\frac{F_0}{F_1}\right)^2}} \quad (1.48)$$

où :

$\mu = \epsilon\varphi$ – coefficient de débit de l'orifice (ou de l'ajutage).

Pour :

$$F_0 \ll F_1 \quad : \quad Q = \mu F_0\sqrt{2gH} \quad (1.49)$$

5. Le coefficient de débit μ de l'orifice (ou de l'ajutage) dépend de la forme du bord d'entrée et du rapport des sections F_0/F_1, ainsi que du nombre de Reynolds (étant donné que les grandeurs ε, φ et ζ dépendent de ces paramètres).

6. Pour $F_0/F_1 = 0$, on peut déterminer, d'après les graphiques de la figure 1.9 établis par Al'tsul' [Réf. 1.2], les relations entre les coefficients ε, φ et μ et le nombre de Reynolds :

$$Re_T = \frac{w_T D_0}{\nu}$$

où :

$w_T = \sqrt{\frac{2g}{\gamma}(\gamma z + p_1 - p_{contr})}$ – est la vitesse théorique de l'écoulement par un orifice en mince paroi dans la section contractée du jet ;

D_0 – est le diamètre de l'orifice ;

ν – est le coefficient de viscosité cinématique du liquide ou du gaz.

7. Pour Re > 10 000, les valeurs μ dans le cas considéré peuvent être déterminées de manière approchée par les formules suivantes :

(1) orifice circulaire $\mu \cong 0,59 + \frac{5.5}{\sqrt{Re_T}}$

(formule d'Al'tsul' [Réf. 1-2])

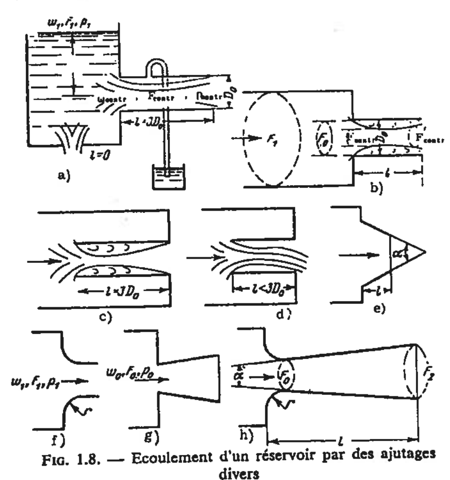


Fig. 1.8. — Ecoulement d'un réservoir par des ajutages divers

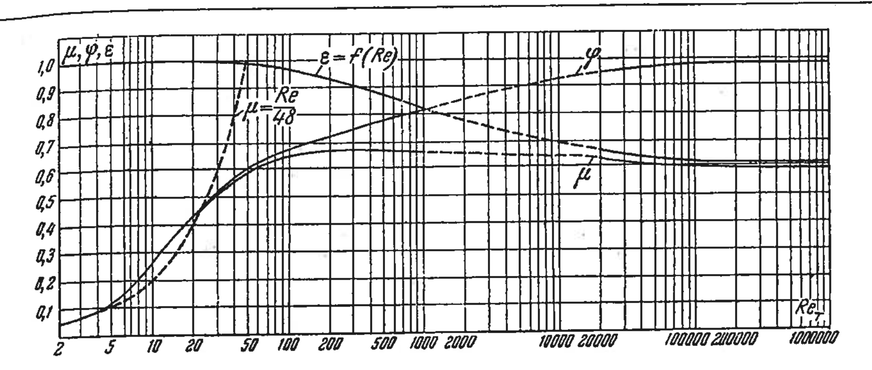


Fig. 1.9. — Variation des coefficients de vitesse φ, de contraction ε, et de débit μ, pour un écoulement par un orifice à arête biseautée, en fonction du nombre Re

Tableau 1.9

Forme de l'ajutage	Valeurs μ	
	$\frac{F_0}{F_1}$	$\frac{F_0}{F_1} \to 0$
Orifice en mince paroi (au fond) (fig. 1.8, a, $l = 0$)	$\frac{1}{1 + 0,707\sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}}} + \frac{5}{\sqrt{Re}}$	$0,59 + \frac{5}{\sqrt{Re}}$
Ajutage cylindrique extérieur (fig. 1.8, a et b) $l \cong 3\,D_0$	$\frac{1}{\sqrt{1,5 - 0,5\frac{F_0}{F_1}}}$	0,82
Ajutage cylindrique rentrant (fig. 1.8, c) $l \cong 3\,D_0$	$\frac{1}{\sqrt{2 - \frac{F_0}{F_1}}}$	0,71
Ajutage conique convergent (fig. 1.8, e) $\alpha \cong 13°$	$\frac{1}{\sqrt{1,12 - 0,2\frac{F_0}{F_1}}}$	0,94
Ajutage à entrée arrondie (fig. 1.8, f)	$\frac{1}{\sqrt{1,07 - 0,07\frac{F_0}{F_1}}}$	0,97
Ajutage divergent (tube de Venturi) à entrée arrondie (fig. 1.8, h) (α = 6 à 8°, $F_2/F_0 > 7$)	–	2,40

(2) orifice rectangulaire $\mu \cong 0{,}59 + \frac{8{,}9}{\sqrt{Re_T}}$

(formule de Frenkel' [Réf. 1-24])

(3) orifice carré $\mu = 0{,}58 + \frac{8{,}9}{\sqrt{Re_T}}$

(formule de Frenkel' [Réf. 1-24])

8. Les valeurs μ pour $Re > 10\,000$, pour différents types d'ajutage (fig. 1.8), peuvent être déterminées en fonction du rapport des sections F_0/F_1 d'une manière approchée d'après les formules indiquées dans le tableau 1.9*.

9. La vitesse d'écoulement d'un liquide par un orifice noyé (fig. 1.10) et le débit sont déterminés respectivement par les mêmes formules (1.41) à (1.49) que pour les orifices non noyés, mais on prend :

$z = z_A$ – profondeur d'immersion du centre de gravité de l'orifice par rapport à la surface libre du liquide dans le réservoir A, m ;

$p_1 = p_A$ – pression sur la surface libre dans le réservoir A, kgp/m^2 ;

$p_{contr} = p_B + \gamma z_B$ – pression dans la section contractée du jet, où p_B est la pression sur la surface libre dans le réservoir B, kgp/m^2 ;

z_B – profondeur d'immersion du centre de gravité de l'orifice par rapport à la surface libre dans le réservoir B, m.

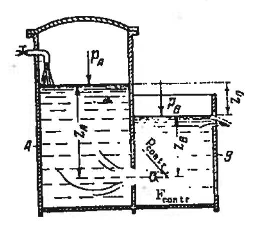


Fig. 1. 10. — Ecoulement d'un réservoir par un orifice noyé

(*) Données de l'auteur.

En désignant $H_1 = \gamma(z_A - z_B) = \gamma z_0$, nous obtenons $\left(\text{pour } l \approx 0 \text{ et } \frac{F_0}{F_1} = 0\right)$:

$$w_{contr} = \varphi\sqrt{\frac{2g}{\gamma}(H_1 + p_A - p_B)} \quad (1.50)$$

et

$$Q = \mu F_0\sqrt{\frac{2g}{\gamma}(H_1 + p_A - p_B)} \quad (1.51)$$

10. Si p_A et p_B sont égales à la pression atmosphérique pour un orifice relativement petit on a :

$$w_{contr} = \varphi\sqrt{2g\frac{H_1}{\gamma}} \quad (1.52)$$

$$Q = \mu F_0\sqrt{2g\frac{H_1}{\gamma}} \quad (1.53)$$

On prend pour φ et μ les mêmes valeurs que plus haut.

b) Ecoulement d'un gaz compressible

1. Lorsqu'un gaz à haute pression (vapeur, air), s'écoule dans l'atmosphère, il se produit un brusque changement de volume de ce gaz. Dans ce cas il est nécessaire de tenir compte de cette compressibilité. En négligeant les pertes dans l'ajutage (fig. 1.8 f) d'où sort l'écoulement du gaz parfait, ainsi que l'influence de la pesanteur, on peut déterminer la vitesse de l'écoulement adiabatique par la formule de Saint-Venant :

$$w_0 = \sqrt{2g\frac{\kappa}{\kappa-1}\frac{p_1}{\gamma_1}\left[1 - \left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right]} \ (m/s) \quad (1.54)$$

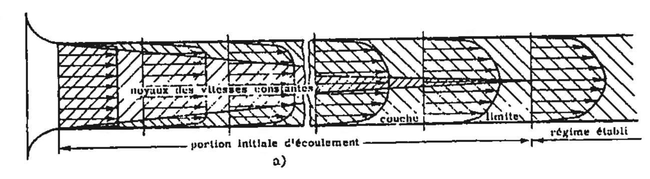
ou :

$$w_0 = \sqrt{2g\frac{\kappa}{\kappa-1}RT_1\left[1 - \left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right]} \ (m/s) \quad (1.55)$$

où :

w_0 – vitesse du courant du gaz dans la section la plus étroite de l'ajutage, m/s ;

p_1 et p_0 – respectivement pression sous l'action de laquelle se produit l'écoulement (jusqu'à la section étroite de l'ajutage) et pression du milieu où pénètre l'écoulement (par exemple, l'atmosphère), kgp/m^2 ;



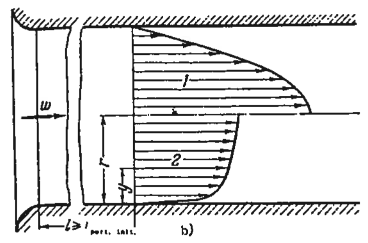


Fig. 1.11. — Répartition des vitesses dans la section transversale d'une conduite :

a) Déformation de l'écoulement dans la portion initiale,

b) Profil des vitesses dans la portion où l'écoulement est stabilisé
1) régime laminaire, 2) régime turbulent

T_1 – température absolue du gaz avant la section étroite de l'ajutage, °K ;

γ_1 – poids spécifique du gaz à la pression p_1 et la température T_1, kgp/m^3 ;

R – constante du gaz ;

$\kappa = C_p/C_v$ – indice adiabatique (pour les valeurs de κ, Cf. tableau 1.3) ;

C_p, C_v – chaleur spécifique moyenne des gaz respectivement à pression constante et à volume constant, $k\ cal/kg\ degré$.

2. Si p_0 diminue, la vitesse d'écoulement w_0 croît jusqu'à ce que cette pression devienne égale à la pression critique :

$$p_{critique} = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} p_1 \quad (1.56)$$

Quand la pression p_0 devient égale à $p_{critique}$, la vitesse dans la section étroite F_0 de l'ajutage devient égale à la vitesse de propagation du son dans le milieu considéré.

Si la pression p_0 continue à baisser, la vitesse dans la section indiquée reste égale à la célérité du son, mais le jet à la sortie commence à s'élargir. Ainsi, si la pression descend au-dessous de sa valeur critique, le débit en poids du gaz n'augmente pas, mais reste égal à :

$$G = \gamma_0 F_0 w_0 = F_0\left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}}\sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa+1}g\gamma_1 p_1} \quad (1.57)$$

Par conséquent, on peut appliquer la formule (1-54) ou (1-55) pour le calcul de la vitesse et donc du débit seulement pour $p_0 \geqslant p_{critique}$.

Pour $p_0 < p_{critique}$ il faut employer la formule (1.57).

1.7. LES RÉGIMES DU MOUVEMENT D'UN LIQUIDE (OU D'UN GAZ)

1. La nature (régime) du mouvement d'un liquide (ou d'un gaz) peut être laminaire ou turbulente. Le premier régime se caractérise par la stabilité de l'écoulement; dans ce régime-là les filets de courant sont parallèles, ne se mélangeant pas et contournant de manière continue tous les obstacles qu'ils rencontrent sur leur chemin.

Le deuxième régime se caractérise par le déplacement désordonné de masses finies du liquide (ou du gaz), se mélangeant fortement entre elles.

2. Le régime du mouvement d'un liquide (ou d'un gaz) dépend du rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité (frottement interne) dans l'écoulement. Ce rapport se caractérise par le nombre sans dimensions de Reynolds :

$$Re = \frac{\gamma w_0 D_0}{\eta g} = \frac{w_0 D_0}{\nu} \quad (1.58)$$

où :

w_0 – vitesse caractéristique (par exemple, vitesse moyenne dans la section de la conduite) m/s ;

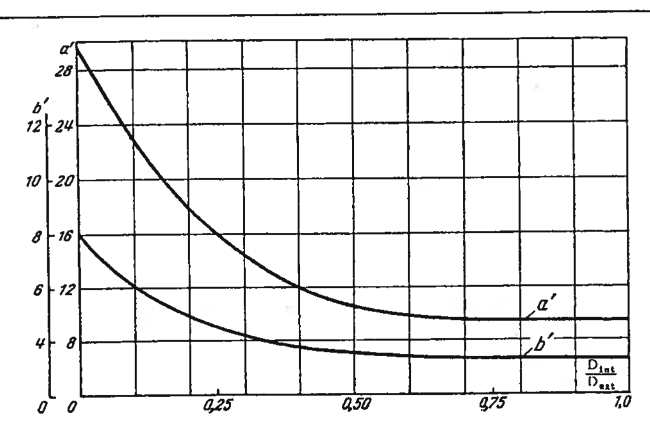


Fig. 1.12. — Variation des coefficients a' et b' en fonction du rapport des diamètres d'une conduite annulaire

D_0 – dimension linéaire caractéristique (par exemple, diamètre de la conduite), m.

3. Pour chaque installation particulière il existe un certain intervalle de valeurs « critiques » du nombre **Re**, auxquelles se produit le passage d'un régime à un autre (zone de transition). La limite inférieure du nombre **Re** critique dans le cas d'une conduite à section circulaire est environ 2 300. La limite supérieure de **Re** critique dépend des conditions d'entrée dans la conduite, de l'état superficiel des parois, et d'autres causes.

4. Dans le mouvement d'un liquide (ou d'un gaz) réel ou visqueux, la couche se trouvant immédiatement au voisinage de la paroi solide y adhère. Il en résulte que, dans la région à proximité de la surface solide, il s'établit une vitesse variable transversalement, croissant depuis 0 sur cette surface jusqu'à la vitesse w de l'écoulement non perturbé (fig. 1.11). Cette zone de vitesse variable dans la section est appelée couche limite.

5. Dans le mouvement d'un courant dans les conduites ou canaux droits, on distingue la portion initiale d'écoulement et la portion d'écoulement stabilisé (fig. 1.11, a).

Par portion initiale, on entend la partie de la conduite dans laquelle le profil des vitesses uniforme, correspondant à l'écoulement d'entrée à travers un collecteur à tracé continu, se transforme graduellement en profil normal, correspondant à l'écoulement stabilisé.

6. En régime laminaire, le profil stabilisé des vitesses s'établit suivant une loi parabolique (fig. 1.11, b, 1), et en régime turbulent à peu près suivant une loi logarithmique ou exponentielle (fig. 1.11, b, 2).

7. Dans le cas d'un régime laminaire, on peut déterminer par la formule de Schiller [Ref. 1.25], la longueur de la portion initiale (distance depuis la section d'entrée après le collecteur à tracé continu jusqu'à la section dans laquelle la vitesse axiale diffère d'environ 1 % de la vitesse axiale de l'écoulement complètement stabilisé) d'une conduite à section circulaire ou d'une conduite à section rectangulaire dont le rapport des côtés va de 0,7 à 1,5.

$$L_{initial}/D_H = 0{,}029\ \mathrm{Re} \qquad (1.59)$$

où :

$L_{initial}$ – longueur de la portion initiale de la conduite, m ;

D_H – diamètre hydraulique de la conduite, m ;

$\mathrm{Re} = W_0 D_H/\nu$ = nombre de Reynolds.

8. Dans le cas d'un régime turbulent, la longueur de la portion initiale d'une conduite à section annulaire à parois lisses peut être déterminée par la formule de Solodkin et Ginebski [Ref. 1.18] :

$$L_{initial}/D_H = b' \log \mathrm{Re} + (a' - 4{,}3b') \qquad (1.60)$$

où :

$a' = f_1(D_{int}/D_{ext})$, $b' = f_2(D_{int}/D_{ext})$ sont déterminés par les graphiques correspondants de la figure 1.12 ;

D_{int} et D_{ext} – respectivement diamètres des cylindres intérieur et extérieur.

Dans le cas limite où $D_{int}/D_{ext} = 0$ ($D_{int} = 0$), la conduite annulaire est ramenée à une conduite à section circulaire, pour laquelle la formule (1.60) prend la forme :

$$L_{initial}/D_H = 7{,}88 \log \mathrm{Re} - 4{,}35 \qquad (1.61)$$

Dans l'autre cas limite où $D_{int}/D_{ext} = 1{,}0$, la conduite annulaire est ramenée à une conduite plane, pour laquelle la formule (1.60) prend la forme :

$$L_{initial}/D_H = 3{,}28 \log \mathrm{Re} - 4{,}95 \qquad (1.62)$$

9. L'épaisseur de la couche limite sur une distance donnée depuis la section initiale d'une conduite ou d'un canal droit peut augmenter ou diminuer suivant que le fluide a un mouvement ralenti (avec élargissement de la section) ou un mouvement accéléré (avec rétrécissement de la section).

Si l'élargissement est important, il peut se produire un décollement de la veine de la paroi, accompagné de la formation de tourbillons (fig. 1.13).

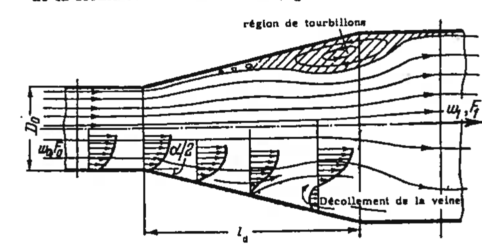


Fig. 1.13. — Décollement de la veine et formation de tourbillons dans un divergent

1.8. PERTES DE CHARGE

1. A l'origine des pertes de charge lors du mouvement d'un liquide ou d'un gaz réels se trouve le processus de transformation irréversible de l'énergie mécanique du courant en chaleur. Cette transformation d'énergie est due à la viscosité moléculaire et turbulente du fluide en mouvement.

2. On distingue deux aspects des pertes de charge :
1) les pertes par frottement ΔH_f
2) les pertes singulières ΔH_M.

3. Les pertes de charge par frottement sont provoquées par la viscosité (autant moléculaire que turbulente) des liquides et des gaz réels; elles prennent naissance lorsqu'il y a mouvement, et résultent d'un échange de quantité de mouvement entre les molécules (écoulement laminaire) ou entre les diverses particules (écoulement turbulent) des couches voisines du liquide ou du gaz, qui se déplacent avec des vitesses différentes. Ces pertes ont lieu sur toute la longueur de la conduite.

4. Les pertes de charge singulières se produisent quand il y a perturbation de l'écoulement normal, décollement des parois et formation de tourbillons aux endroits où il y a changement de section ou de direction de la conduite ou présence d'obstacles (entrée dans la conduite, élargissement, rétrécissement, courbure et branchement, écoulement à travers les ouvertures, les grilles, les dispositifs d'obturation ou d'étranglement, filtration à travers un corps poreux, écoulement autour de divers obstacles, etc.). Dans les pertes singulières, figurent aussi les pertes de pressions dues à la vitesse (pression dynamique) à la sortie de l'écoulement du réseau dans un grand espace (atmosphère).

5. Le phénomène de décollement et de formation de tourbillons est lié à la présence d'une différence des vitesses à travers la section du courant et à un gradient positif de la pression le long de l'écoulement. Ce dernier se produit lors du ralentissement du mouvement (canal divergent) conformément à l'équation de Bernoulli. La différence des vitesses dans la section pour un gradient négatif (mouvement accéléré en canal convergent) ne conduit pas à un décollement. Dans les tronçons convergeant de façon continue, l'écoulement est même plus stable que dans les tronçons à section constante.

6. Toutes les formes des pertes singulières de pression, à l'exception des chutes de pression dynamique à la sortie du réseau, se produisent sur une longueur plus ou moins grande de la conduite et ne sont pas séparables des pertes par frottement. Cependant, pour la commodité du calcul, il est convenu de les considérer concentrées dans une section et ne comprenant pas les pertes par frottement. La sommation est effectuée suivant le principe de la superposition des pertes,

d'après lequel on prend la somme arithmétique des pertes par frottement et des pertes singulières :

$$\Delta H_{total} = \Delta H_f + \Delta H_M \; (kgp/m^2) \qquad (1.63)$$

Pratiquement, il faut calculer la grandeur ΔH_f seulement pour les singularités se produisant sur une distance relativement grande (branchements, divergents à faible angle au sommet, etc.), ou quand elle est du même ordre de grandeur que ΔH_M.

7. Dans les calculs hydrauliques actuels, on se sert d'un coefficient de perte de charge sans dimension; il est d'usage commode du fait que, dans les écoulements dynamiquement semblables (similitude géométrique des tronçons, identité des nombres de Reynolds **Re**, ainsi que des autres critères de similitude si leur rôle est essentiel), il a la même valeur quelles que soient la nature du liquide, la vitesse de l'écoulement et les dimensions des tronçons considérés.

8. Le coefficient de perte de charge est le rapport de la pression perdue ΔH (perte d'énergie spécifique) à la pression dynamique dans la section considérée F :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w^2}{2g}} \qquad (1.64)$$

Ainsi, la valeur numérique ζ dépend de la pression dynamique adoptée dans le calcul et par conséquent, de la section correspondante. On passe du coefficient de perte de charge pour la pression dynamique dans une section (F_1) à celui pour la pression dynamique dans une autre section (F_0), par la formule :

$$\zeta_0 = \zeta_1 \frac{\gamma_1}{\gamma_0}\left(\frac{w_1}{w_0}\right)^2 = \zeta_1 \frac{\gamma_0}{\gamma_1}\left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2 \qquad (1.65)$$

ou si $\gamma_0 = \gamma_1$

$$\zeta_0 = \zeta_1 \left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2 \qquad (1.65')$$

9. On détermine la perte de charge totale de n'importe quel élément du réseau par la formule :

$$\Delta H_{total} = \zeta_{total} \frac{\gamma w^2}{2g}$$

ou :

$$\Delta H_{total} = \zeta_{total} \frac{\gamma w^2}{2g} = \zeta_{total} \frac{\gamma}{2g}\left(\frac{Q}{F}\right)^2 \; (kgp/m^2) \qquad (1.66)$$

Conformément au principe de superposition des pertes que l'on a convenu d'adopter, nous avons :

$$\zeta_{total} = \zeta_f + \zeta_M \qquad (1.67)$$

où :

$\zeta_f : \frac{\Delta H_f}{\frac{\gamma w^2}{2g}}$ – Coefficient de perte de charge par frottement dans l'élément donné de la conduite ou du canal ;

$\zeta_M : \frac{\Delta H_M}{\frac{\gamma w^2}{2g}}$ – Coefficient de perte de charge locale dans l'élément donné de la conduite ou du canal.

w – Vitesse moyenne de l'écoulement dans la section F dans les conditions de service, m/s (Cf. formules 1.16, 1.18) ;

Q – Débit en volume par seconde du liquide ou du gaz en service, m^3/s (Cf. formules 1.15, 1.17) ;

γ – Poids spécifique du liquide ou du gaz en service, kgp/m^3 (Cf. formules 1.19, 1.20) ;

F – Surface adoptée de la section de l'élément de conduite (ou de canal) calculé, m^2.

10. Le coefficient de perte de charge par frottement de tout l'élément calculé est exprimé à partir du coefficient de perte de charge par frottement de l'unité de longueur relative du tronçon :

$$\zeta_f = \lambda \frac{l}{D_H} \qquad (1.68)$$

où :

λ – Coefficient de perte de charge par frottement de l'unité de longueur relative de l'élément de conduite (ou le canal) étudié ;

l – Longueur de l'élément calculé (pour les canaux courbes, elle est mesurée suivant l'axe), m ;

$D_H = \frac{4F}{\Pi}$ – Diamètre hydraulique (quadruple du rayon hydraulique) de la section adoptée, m ;

Π – Périmètre de la section, m.

11. Les coefficients de perte de charge λ et par conséquent ζ_f, pour une valeur constante l/D_H, dépendent de deux paramètres : le nombre de Reynolds **Re** et le degré de rugosité des parois du canal $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$ (où Δ est la hauteur moyenne des aspérités de rugosité).

12. Le coefficient de perte de charge locale ζ_M dépend, en premier lieu, des paramètres géométriques de l'élément étudié de la conduite (ou du canal), et, en outre, de certains facteurs généraux du mouvement, au nombre desquels on comprend :

1) la distribution des vitesses à l'entrée de l'écoulement dans l'élément considéré de la conduite; cette répartition des vitesses, à son tour, dépend du régime d'écoulement, de la forme de l'entrée, de la forme et de l'éloignement des diverses pièces façonnées ou des obstacles disposés en amont de l'élément observé, de la longueur du tronçon droit qui le précède, etc.

2) le nombre de Reynolds $\mathbf{Re} = w D_H/\nu$;

3) le nombre de Mach $\mathbf{M} = w/a$ (où a est la vitesse de propagation du son).

13. Le principe de superposition des pertes s'applique, non seulement à un élément isolé de la conduite (ou du canal), mais aussi au calcul hydraulique du réseau dans son ensemble. Cela signifie que les pertes trouvées pour des éléments isolés de la conduite (ou du canal) sont additionnées arithmétiquement, et cette somme donne la perte de charge générale de l'ensemble du réseau ΔH_{global}.

14. Le principe de superposition des pertes peut être appliqué suivant deux méthodes :

1) l'addition des valeurs absolues de la perte de charge de chacun des éléments isolés du réseau :

$$\Delta H_{global} = \sum_{i=1}^{n} \Delta H_i \qquad (1.69)$$

où :

i – Numéro d'ordre de l'élément considéré du réseau ;

n – Nombre total d'éléments étudiés dans le réseau ;

ΔH_i – Perte de charge totale de l'élément i du réseau, déterminée d'après la formule suivante, analogue à (1.66).

$$\Delta H_i = \zeta_i \frac{\gamma_i w_i^2}{2g} = \zeta_i \frac{\gamma_i}{2g}\left(\frac{Q_i}{F_i}\right)^2 \qquad (1.70)$$

2) l'addition des coefficients de perte de charge rapportés à la vitesse w_0 des divers éléments; l'expression suivante donne la perte de charge générale du réseau au moyen de son coefficient de perte de charge global :

$$\zeta_{0\,global} = \sum_{i=1}^{n} \zeta_{0i} \qquad (1.71)$$

$$\zeta_{0i} = \zeta_i \frac{\gamma_0}{\gamma_i}\left(\frac{F_0}{F_i}\right)^2 \qquad (1.72)$$

où :

ζ_{0i} – Coefficient total de perte de charge de l'élément donné i du réseau, rapporté à la vitesse w_0 dans la section adoptée F_0 du réseau ;

ζ_i – Coefficient total de perte de charge de l'élément donné i du réseau, rapporté à la vitesse w_i dans la section F_i de ce même élément.

d'où :

$$\Delta H_{global} = \zeta_{global} \frac{\gamma_0 w_0^2}{2g} = \sum_{i=1}^{n} \zeta_{0i} \frac{\gamma_0 w_0^2}{2g} =$$

$$= \sum_{i=1}^{n} \zeta_i \frac{\gamma_0}{\gamma_i}\left(\frac{F_0}{F_i}\right)^2 \frac{\gamma_0 w_0^2}{2g} =$$

$$= \sum_{i=1}^{n} \zeta_i \frac{\gamma_0}{\gamma_i}\left(\frac{F_0}{F_i}\right)^2 \frac{\gamma_0}{2g}\left(\frac{Q_0}{F_0}\right)^2 \qquad (1.73)$$

et si $\gamma_i = \gamma_0$

$$\Delta H_{global} = \sum_{i=1}^{n} \zeta_i \left(\frac{F_0}{F_i}\right)^2 \frac{\gamma_0}{2g}\left(\frac{Q_0}{F_0}\right)^2 \qquad (1.73')$$

La première méthode est plus commode à appliquer dans le cas où le long du réseau se produit une variation considérable de la température et de la pression (approximativement pour $t > 100°$, et $H > 500$ à 1 000 kgp/m^2). Dans ce cas, tout le réseau est divisé en tronçons isolés successifs, pour chacun desquels on prend les valeurs moyennes γ_i et w_i.

La deuxième méthode est plus commode lorsqu'il n'y a pas de variation importante de la température et de la pression le long du réseau.

1.9. FONCTIONNEMENT D'UN GÉNÉRATEUR D'ÉNERGIE DANS LE RÉSEAU

1. Pour mettre en mouvement un fluide dans le réseau, il faut lui communiquer une charge correspondante H à l'aide d'un générateur (pompe, compresseur, ventilateur, aspirateur de fumée).

2. La charge produite par le générateur est employée dans le cas le plus général

a) à compenser la différence des pressions dans l'espace d'aspiration et dans l'espace de refoulement.

b) à surmonter la charge excédentaire due à la pesanteur (aspiration négative), c'est-à-dire à élever le liquide ou le gaz, qui est plus lourd que l'air atmosphérique, à la hauteur z depuis la section initiale du

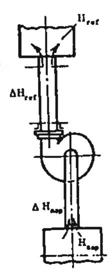


FIG. 1.14. — Rôle du générateur d'énergie dans le réseau

réseau jusqu'à la section finale (pour une aspiration positive, cette dernière est déduite de la charge de refoulement);

c) à créer une pression dynamique à la sortie du réseau (et non du générateur d'énergie) (fig. 1.14); c'est-à-dire :

$$H = (H_{ref} - H_{asp}) \pm H_c + (\Delta H_{asp} + \Delta H_{ref}) + \frac{\gamma w^2_{sortie}}{2g}\ [kgp/m^2]^* \qquad (1.74)$$

où :

H – Charge totale, produite par le générateur, kgp/m^2 ;

H_{asp} – Pression (excédentaire) dans l'espace d'aspiration, kgp/m^2 ;

H_{ref} – Pression (excédentaire) dans l'espace de refoulement, kgp/m^2 ;

H_c – Charge excédentaire de position (aspiration), kgp/m^2 ;

ΔH_{asp} – Chutes de pression (pertes de charge) dans la partie aspirante du réseau, kgp/m^2 ;

ΔH_{ref} – Chutes de pression (pertes de charge) dans la partie refoulante, kgp/m^2 ;

w_{sortie} – Vitesse de l'écoulement à la sortie du réseau, m/s.

3. Dans le cas où les pressions dans les espaces d'aspiration et de refoulement sont égales entre elles ($H_{asp} = H_{ref}$), nous avons :

$$H = \Delta H_{asp} + \Delta H_{ref} + \frac{\gamma w^2_{sortie}}{2g} \pm H_c = \Delta H_{global} \pm H_c \qquad (1.75)$$

(*) Pour les pompes, H est donnée en mètres de colonne de liquide déplacé.

où :

ΔH_{global} – est calculé pour tout le réseau comme la somme des pertes dans la partie aspirante du réseau et dans la partie refoulante du réseau, y compris les pertes de pression dynamique à la sortie du réseau, d'après la formule (1.69) ou (1.73) ;

H_c – est calculé d'après la formule (1.38).

4. Puisque pour $H_c = 0$, la somme de toutes les pertes dans le réseau est égale à la différence entre les pressions totales en amont et à l'aval du ventilateur, nous avons :

$$H = \left(H_{st\,ref} + \frac{\gamma w^2_{ref}}{2g}\right) - \left(H_{st\,asp} + \frac{\gamma w^2_{asp}}{2g}\right) = H_{t\,ref} - H_{t\,asp} \qquad (1.76)$$

où :

$H_{t\,asp}$ et $H_{t\,ref}$ – Pression totale excédentaire respectivement en amont et à l'aval du générateur, kgp/m^2 ;

$H_{st\,asp}$ et $H_{st\,ref}$ – Pression statique excédentaire respectivement en amont et à l'aval du générateur, kgp/m^2 ;

w_{asp} et w_{ref} – Vitesse moyenne de l'écoulement respectivement en amont et à l'aval du générateur, m/s.

5. Dans les conditions normales de fonctionnement du générateur d'énergie, la grandeur H est supérieure à zéro, c'est-à-dire :

$$H_{t\,ref} > H_{t\,asp}$$

En même temps, les grandeurs de la pression statique et de la pression dynamique en aval du ventilateur peuvent être séparément inférieures aux grandeurs correspondantes en amont du ventilateur.

6. Dans le cas particulier où les aires des sections de l'ouverture d'aspiration et de l'ouverture de refoulement du générateur sont égales, nous obtenons :

$$\frac{\gamma w^2_{asp}}{2g} = \frac{\gamma w^2_{ref}}{2g}$$

et, par suite, la charge totale du générateur est :

$$H = H_{st\,ref} - H_{st\,asp} \qquad (1.77)$$

c'est-à-dire que la charge totale du générateur est égale à la différence entre les pressions statiques immédiatement avant et après le générateur.

7. On détermine la puissance sur l'arbre du générateur par la formule :

$$N = \frac{QH}{3\,600\ 102\eta_{total}}[kW]$$

ou

$$N = \frac{QH}{3\,600\ 75\eta_{total}}\ [CV] \qquad (1.78)$$

où :

Q – Débit volumique horaire du fluide dans les conditions de marche en régime (production du générateur), m^3/h ; *

H – Pression de refoulement du générateur dans les conditions de marche en régime, kgp/m^2 ;

η_{total} – Rendement total du générateur.

8. Le débit volumique du fluide en déplacement (débit du générateur) est habituellement une grandeur donnée. Mais on calcule la charge à l'aide des formules (1.74) à (1.77) pour des conditions données du réseau c'est-à-dire lorsqu'on connaît : la différence de pression dans les espaces d'aspiration et de refoulement ($H_{ref} - H_{asp}$), la charge de position excédentaire ($\pm H_c$), les formes et dimensions de tous les éléments du réseau. Ces derniers déterminent la grandeur des coefficients de perte de charge ζ_f et ζ_M et les vitesses de l'écoulement dans chaque élément, et par suite la grandeur ΔH_{global}.

9. Pour déterminer si le générateur donné satisfait aux valeurs calculées exigées Q et H, il faut d'abord rapporter ces grandeurs aux conditions (poids spécifique du fluide en déplacement) pour lesquelles on donne les caractéristiques du générateur. Si le débit du fluide est donné en m^3/h, on effectue les calculs pour les conditions de marche en régime d'après les formules (1.15) ou (1.17).

La charge rapportée du générateur est calculée d'après la formule :

$$H_{rapp} = H_{calculée}\frac{\gamma_{caract}}{\gamma_{norm}}\frac{273 + t}{273 + t_{caract}}\frac{p_{caract}}{p_{gén}} \qquad (1.79)$$

où :

$H_{calculée}$ – Grandeur calculée de la charge du générateur, kgp/m^2,

γ_{caract} – Poids spécifique du fluide pour lequel on a obtenu les caractéristiques du générateur, aux conditions normales (0°C, 760 mm de mercure), kgp/m^3 ;

(*) Pour les pompes, Q : débit horaire en poids du liquide en mouvement, kgp/h, et H : charge en mètres de colonne de liquide.

γ_{norm} – Poids spécifique du fluide pour lequel le générateur sera utilisé, aux conditions normales, kgp/m^3 ;

t – Température du fluide en déplacement dans le générateur, °C ;

t_{caract} – Température du fluide d'après les caractéristiques du générateur, °C ;

$p_{gén}$ – Pression absolue du fluide en mouvement dans le générateur, kgp/m^2 ;

p_{caract} – Pression absolue du fluide pour lequel on a obtenu les caractéristiques du générateur ; pour un ventilateur $p_{caract} = 10\,330\ kgp/m^2$.

10. Pour des appareils produisant une charge élevée, le poids spécifique du fluide en mouvement est rapporté à la pression moyenne dans la roue motrice. Dans ce cas, dans la formule (1.79), au lieu de $p_{gén}$, on prend la pression absolue moyenne dans la roue :

$$p_{moy} = p_{gén} + (\Delta H_{gén} - 0{,}5\ \Delta H_{glob})\ (kgp/m^2)$$

où :

$\Delta H_{gén}$ – Pertes de pression dans la portion du réseau où se produit l'apport de charge, kgp/m^2.

ΔH_{glob} – Pertes globales de pression dans tout le réseau, kgp/m^2.

11. La puissance sur l'arbre du générateur, consommée dans les conditions du calcul, est obtenue par la formule :

$$N = \frac{QH_{calculée}}{3\,600.102\eta_{total}} = \frac{QH_{caract}}{3\,600.102\eta_{total}}\frac{\gamma_{norm}}{\gamma_{caract}}\frac{p_{gén}}{p_{caract}} \times \frac{273 + t_{caract}}{273 + t} = N_{caract}\frac{\gamma_{norm}}{\gamma_{caract}} \times \frac{273 + t_{caract}}{273 + t}\frac{p_{gén}}{p_{caract}}\ (kW) \qquad (1.80)$$

où :

H_{caract} – Charge du générateur d'après les caractéristiques de fabrication, kgp/m^2 ;

N_{caract} – Puissance sur l'arbre du générateur d'après les caractéristiques de fabrication, kW.

1.10. EXEMPLES DE CALCUL DE PERTES DE CHARGE DANS UN RÉSEAU

EXEMPLE 1.10.1. — **Calcul d'un système de ventilation.**

Le schéma du réseau d'un système de ventilation est donné sur la fig. 1.15.

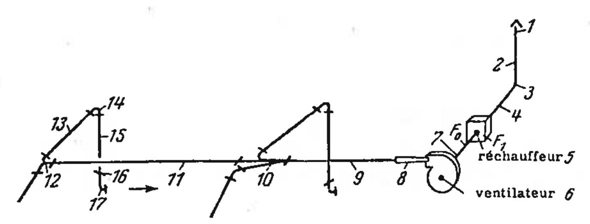


FIG. 1.15. — Schéma du réseau du système de ventilation

Données :

1) Débit du ventilateur (quantité globale d'air aspiré de l'atmosphère) $Q = 3\,200\ m^3/h$;

2) Débit à travers chacune des quatre branches latérales $Q_{lat} = 800\ m^3/h$;

3) Température de l'air extérieur (atmosphérique) $t = -20\ °C$;

4) Température de l'air après le réchauffeur $t = +20\ °C$;

5) Le matériau des tuyauteries d'air : tôle d'acier traitée à l'huile végétale, de rugosité $\Delta \cong 0{,}15\ mm$ (Cf. tableau 2.1, groupe A).

Comme il se produit le long du réseau une variation de température du gaz (échauffement dans le réchauffeur), nous utiliserons la première méthode de superposition des pertes (1.70) : la sommation des pertes absolues dans les divers éléments du réseau.

Le calcul des pertes de charge est rassemblé dans le tableau 1.10. Conformément à ce tableau, nous avons pour le ventilateur choisi :

$$Q = 0{,}955\ m^3/s \quad \text{et} \quad H = \Delta H_{glob} = 23\ kgp/m^2$$

La puissance sur l'arbre du ventilateur pour un rendement $\eta_{total} = 0{,}6$ est égale à :

$$N = \frac{QH}{102\eta_{total}} = \frac{0{,}955.23}{102.0{,}6} \cong 0{,}36\ \text{kW}$$

EXEMPLE 1.10.2. — **Installation pour l'épuration humide du gaz de ville.**

Le schéma de l'installation (vues en plan et latérale) est donné sur la figure 1.16.

1) Débit horaire total du gaz dans les conditions normales ($t = 0\ °C$ et $760\ mm$ de mercure). $Q = 1\,000\,000\ m^3/h = 278\ m^3/s$.

2) Poids spécifique du gaz dans les conditions normales : $\gamma = 1{,}3\ kgp/m^3$.

3) Viscosité cinématique du gaz dans les conditions normales : $\nu = 1{,}3 \cdot 10^{-5}\ m^2/s$.

4) Revêtement intérieur des principales conduites (de longueur relativement grande) : tôle d'acier; on admet qu'il a la même rugosité que des tuyaux en acier étiré, sans soudure, usagés (après plusieurs années d'exploitation) : $\Delta \cong 1{,}0\ mm$ (Cf. tabl. 2.1 A).

5) L'épuration du gaz s'effectue dans un scrubber humide; intensité d'arrosage $A \cong 50\ m^3/h \cdot m^2$ (Fig. 1.17).

Dans le cas donné, il se produit le long du réseau une variation de température du gaz (au compte du refroidissement); par conséquent, comme dans l'exemple 1.1, nous appliquerons la première méthode de superposition des pertes : la sommation des pertes absolues dans les divers éléments du réseau.

Le calcul des pertes de charge est rassemblé dans le tableau 1.11.

L'aspiration créée dans la cheminée de fumée est égale à :

$$H_c = H_f(\gamma_a - \gamma_g)$$

où :

H_f – 62 m : hauteur de la cheminée,

γ_a – Poids spécifique de l'air atmosphérique, kgp/m^3,

γ_g – Poids spécifique du gaz à l'entrée de la cheminée de fumée.

A la température de l'air atmosphérique $t_a = 0°C$, nous avons :

$$\gamma_a = 1{,}29\ kgp/m^3$$

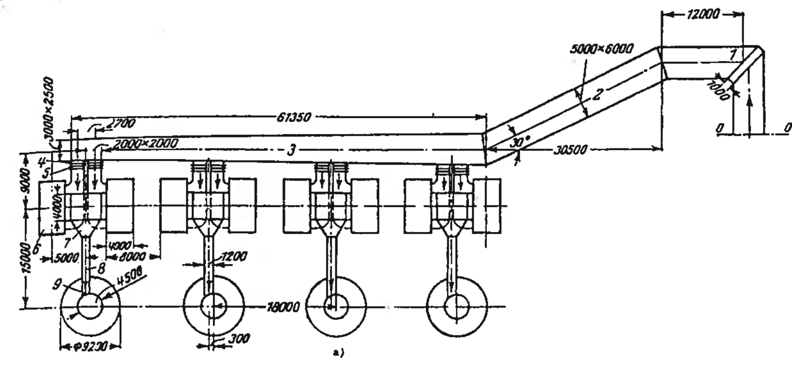
A la température du gaz $t_g = 40°C$, son poids spécifique est :

$$\gamma_g = 1{,}13\ kgp/m^3$$

D'où :

$$H_c = 62\,(1{,}29 - 1{,}13) \cong 10\ kgp/m^2$$

Cette aspiration positive favorise l'écoulement, c'est pourquoi il faut la déduire des pertes globales (Cf. Tableau 1.11).



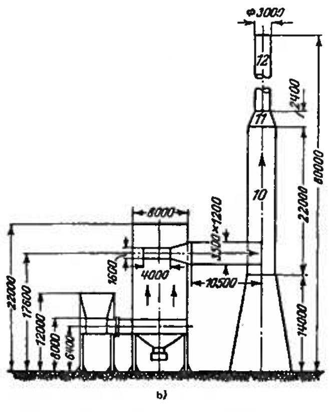


FIG. 1.16. — Schéma de l'installation pour l'épuration humide des gaz d'une agglomération
a) vue en plan
b) vue latérale

EXEMPLE 1.10.3. — **Soufflerie aérodynamique pour faibles vitesses du type à retour à veine ouverte.**

Le schéma du tunnel aérodynamique est montré dans la fig. 1.18.

Données :

1) Diamètre de la partie active (section de sortie de la buse) : $D_0 = 5\,000\ mm$;

2) Longueur de la partie active : $l_a = 8\,000\ mm$;

3) Vitesse de l'écoulement dans la partie active (à la sortie de la buse) : $w_0 = 60\ m/s$;

4) Température de l'air : $t \cong 20\ °C$;

5) Coefficient de viscosité cinématique :

$$\nu = 1{,}5 \cdot 10^{-5}\ m^2/s;$$

6) Matériau : béton; l'état de la surface intérieure est moyen; la rugosité de cette surface est : $\Delta = 2{,}5\ mm$ (Cf. Tableau 2.1, B).

Aux vitesses faibles de l'écoulement, on peut négliger une variation de la pression et de la température le long de tout le circuit dans le calcul hydraulique; c'est pourquoi il est commode d'utiliser ici la deuxième méthode de superposition des pertes : la sommation des coefficients réduits de perte de charge des divers éléments du réseau (Cf. § 1.8).

Le calcul de la perte de charge du circuit est détaillé dans le tableau 1.12. La perte de charge de tout le circuit est d'après ce tableau :

$$\Delta H_{global} = \sum_1^{11} \zeta_{0i} \frac{\gamma w_0^2}{2g} = 0{,}30\ \frac{1{,}22}{19{,}6}\ 60^2 \cong 67\ (kgp/m^2)$$

Le débit d'air par seconde à travers la partie active (buse) est égal à :

$$Q = w_0 F_0 = 60.19{,}6 = 1\,175\ m^3/s$$

La puissance sur l'arbre du ventilateur pour un rendement $\eta_{total} \cong 0{,}7$ est égale à :

$$N = \frac{Q\Delta H}{102\eta} = \frac{1\,175.67}{102.0{,}7} = 1\,100\ kW$$

Dans les calculs des souffleries aérodynamiques, on applique la notion de « qualité » du circuit, $\lambda_{circuit}$, exprimant le rapport inverse des pertes. Dans le cas donné, nous obtenons :

$$\lambda_{circuit} = \frac{1}{\sum_1^{11} \zeta_{0i}} = \frac{1}{0{,}30} \cong 3{,}3\,.$$

Calcul de la perte de charge dans un système de ventilation (figure 1.15)

TABLEAU 1.10

Numéro de l'élément (Fig. 1.15)	Désignation de l'élément	Schéma et principales dimensions de l'élément	Principaux paramètres géométriques de l'élément	Q_l (m^3/s)	t_l $(°C)$	γ_l (kgp/m^3)	ν (m^2/s)	w_l (m/s)	$\frac{\gamma_l w_l^2}{2g}$ (kgp/m^2)	$Re = \frac{w_l D_{Hl}}{\nu}$	ζ_{Ml}	λ_l	$\zeta_{fl} = \lambda_l \frac{l_l}{D_{Hl}}$	$\zeta_l = \zeta_{Ml} + \zeta_{fl}$	$\Delta H_l = \zeta_l \frac{\gamma_l w_l^2}{2g}$ (kgp/m^2)	Diagramme de référence pour la détermination de ζ_l
1	Cheminée d'aspiration	h = 300 mm	$\frac{h}{D_0} = 0,6$	0,825	– 20	1,40	$1,17.10^{-5}$	4,27	1,30	$1,80.10^5$	0,30	–	–	0,30	0,390	3-16
2	Tronçon droit (vertical)	D_0 = 495 mm l = 4000 mm	$\frac{l}{D_0} = 8,0$ $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_0} = 0,0003$	0,825	– 20	1,40	$1,17.10^{-5}$	4,27	1,30	$1,80.10^5$	–	0,018	0,144	0,144	0,187	2-3
3	Coude	D_0 = 495 mm r = 100 mm	$\delta = 90°$; $\frac{r}{D_0} = 0,2$; $\bar{\Delta} = 0,0003$	0,825	– 20	1,40	$1,17.10^{-5}$	4,27	1,30	$1,80.10^5$	0,44	0,018	0,024	0,464	0,605	6-9
4	Tronçon droit (horizontal)	D_0 = 495 mm l = 1000 mm	$\frac{l}{D_0} = 2,0$; $\bar{\Delta} = 0,0003$	0,825	– 20	1,40	$1,17.10^{-5}$	4,27	1,30	$1,80.10^5$	–	0,018	0,036	0,036	0,047	2-3
5	Réchauffeur à trois rangées de tubes lisses		$\gamma_{moyen} w_0 =$ 4,0 $kgp/m^2.s$	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	1,100	12-30

Numéro de l'élément (Fig. 1.15)	Désignation de l'élément	Schéma et principales dimensions de l'élément	Principaux paramètres géométriques de l'élément	Q_i (m^3/s)
6	Rétrécissement brusque	w_1, F_1; w_0, F_0; $D_0 = 495$ mm; $F_0 = 0,193$ m²; $F_1 = 0,386$ m²	$\frac{F_0}{F_1} = 0,5$	0,955
7	Tronçon droit (horizontal)	w_0, F_0; $D_0 = 495$ mm; $l = 1\,000$ mm	$\frac{l}{D_0} = 2,0$; $\bar{\Delta} = 0,0003$	0,955
8	Diffuseur pyramidal en aval du ventilateur	w_1, F_1; w_0, F_0; $D_0 = 250$ mm; $D_1 = 375$ mm; $F_0 = 0,049$ m²; $F_1 = 0,111$ m²	$n = \frac{F_1}{F_0} = 2,25$; $\alpha = 10°$	0,955
9	Tronçon droit (horizontal)	w_0, F_0; $D_0 = 375$ mm; $F_0 = 0,111$ m²; $l = 4000$ mm	$\frac{l}{D_0} = 10,7$; $\bar{\Delta} = 0,0004$	0,955
10	Branchement à trois voies	w_n, F_n; w_c, F_c; $D_c = 375$ mm; $D_n = 265$ mm; $F_c = 0,111$ m²; $F_n = 0,056$ m²	$\frac{F_n}{F_c} = 0,5$; $\frac{Q_n}{Q_c} = 0,5$; $\frac{w_n}{w_c} = 1,0$; $\alpha = 15°$	0,478
11	Tronçon droit (horizontal)	w_0, F_0; $D_0 = 265$ mm; $l = 5000$ mm	$\frac{l}{D_0} = 18,8$; $\bar{\Delta} = 0,00056$	0,478
12	Té à deux branches cintrées	w_{1b}, F_{1b}; w_{2b}, F_{2b}; w_c, F_c; $D_b = 195$ mm; $D_c = 265$ mm; $F_b = 0,03$ m²; $F_c = 0,056$ m²	$\frac{Q_b}{Q_c} = 0,5$; $\frac{F_b}{F_c} = 0,50$; $\frac{R}{D_c} = 1,5$	0,239

TABLEAU 1.10 (*suite*)

t_i (°C)	γ_i (kgp/m^3)	ν_i (m^2/s)	w_i (m/s)	$\frac{\gamma_i w_i^2}{2g}$ (kgp/m^2)	$Re = \frac{w_i D_{Hi}}{\nu}$	ζ_{Mi}	λ_i	$\zeta_{fi} = \lambda_i \frac{l_i}{D_{Hi}}$	$\zeta_i = \zeta_{Mi} + \zeta_{fi}$	$\Delta H_i = \zeta_i \frac{\gamma_i w_i^2}{2g}$ (kgp/m^2)	Diagramme de référence pour la détermination de ζ_i
+ 20	1,20	$1,5.10^{-5}$	4,95	1,50	$1,64.10^5$	0,25	–	–	0,25	0,374	3-9
+ 20	1,20	$1,5.10^{-5}$	4,95	1,50	$1,64.10^5$	–	0,0185	0,037	0,037	0,056	2-3
+ 20	1,20	$1,5.10^{-5}$	19,5	23,3	$3,25.10^5$	0,19	–	–	0,19	4,40	5-16
+ 20	1,20	$1,5.10^{-5}$	8,6	4,54	$2,15.10^5$	–	0,018	0,193	0,193	0,875	2-4
+ 20	1,20	$1,5.10^{-5}$	8,6	4,54	$1,5.10^5$	0	–	–	–	0	7-23
+ 20	1,20	$1,5.10^{-5}$	8,6	4,54	$1,5.10^5$	–	0,019	0,36	0,36	1,630	2-3
+ 20	1,20	$1,5.10^{-5}$	8,0	3,9	$1,04.10^5$	0,25	0,019	0,05	0,30	1,170	7-30

TABLEAU 1.10 (*fin*)

Numéro de l'élément (Fig. 1.15)	Désignation de l'élément	Schéma et principales dimensions de l'élément	Principaux paramètres géométriques de l'élément	Q_i (m^3/s)	t_i $(°C)$	γ_i (kgp/m^3)	ν (m^2/s)	w_i (m/s)	$\frac{\gamma_i w_i^2}{2g}$ (kgp/m^2)	$Re = \frac{w_i D_{Hi}}{\nu}$	ζ_{Mi}	λ_i	$\zeta_{fi} = \lambda_i \frac{l_i}{D_{Hi}}$	$\zeta_i = \zeta_{Mi} + \zeta_{fi}$	$\Delta H_i = \zeta_i \frac{\gamma_i w_i^2}{2g}$ (kgp/m^2)	Diagramme de référence pour la détermination de ζ_i
13	Tronçon droit (horizontal)	D_0 = 195 mm; l = 4000 mm	$\frac{l}{D_0} = 20,5$; $\bar{\Delta} = 0,00077$ $\delta = 90°$	0,239	+ 20	1,20	$1,5.10^{-5}$	8,0	3,9	$1,04.10^5$	–	0,02	0,41	0,41	1,600	2-3
14	Coude à 90°	D_0 = 195 mm; F_0 = 0,03 m²; R = 400 mm	$\frac{R_0}{D_0} = 2,0$; $\bar{\Delta} = 0,00077$	0,239	+ 20	1,20	$1,5.10^{-5}$	8,0	3,9	$1,04.10^5$	0,15	0,02	0,065	0,215	0,840	6-2
15	Tronçon droit (horizontal)	D_0 = 195 mm; l = 4000 mm	$\frac{l}{D_0} = 20,5$; $\bar{\Delta} = 0,00077$	0,239	+ 20	1,20	$1,5.10^{-5}$	8,0	3,9	$1,04.10^5$	–	0,02	0,41	0,41	1,600	2-4
16	Clapet papillon	D_0 = 195 mm	$\delta = 5°$	0,239	+ 20	1,20	$1,5.10^{-5}$	8,0	3,9	$1,04.10^5$	0,25	–	–	0,28	0,980	9-4
17	Ajutage à la sortie du coude	D_0 = 195 mm; l = 4000 mm; r = 40 mm	$\frac{l}{D_0} = 2,0$; $\frac{r}{D_0} = 0,20$; $\bar{\Delta} = 0,00077$	0,239	+ 20	1,20	$1,5.10^{-5}$	8,0	3,9	$1,04.10^5$	1,70	0,02	0,06	1,76	6,870	11-20

$\Delta H_{global} = 22,764 \cong 23,0$ kgp/m^2

TABLEAU 1.11

Calcul de la perte de charge dans le réseau d'une installation pour l'épuration humide des gaz d'agglomération (figure 1.16)

Numéro de l'élément du réseau	Désignation de l'élément	Schéma et principales dimensions de l'élément	Principaux paramètres géométriques de l'élément	$\frac{Q_i}{(m^3/s)}$	t_i (°C)	γ_i (kgp/m^3)	ν_i (m^2/s)	$\frac{w_i}{(m/s)}$	$\frac{\gamma_i w_i^2}{2g}$ (kgp/m^2)	Re $= \frac{w_i D_{Hi}}{\nu_i}$	ζ_{Mi}	λ_i	$\zeta_{fi} = \lambda_i \frac{l_i}{D_{Hi}}$	$\zeta_{fi} = \zeta_{Mi} + \zeta_{fi}$	$\Delta H_i = \zeta_i \frac{\gamma_i w_i^2}{2g}$ (kgp/m^2)	Diagramme de référence pour la détermination de ζ_i
1	Coude à angles coupés	w_1, F_1; w_0, F_0; b_0; t_1; $F_0 = 30$ m²; $F_1 = 30$ m²; $b_0 = 5000 \times 6000$ mm; $t_1 = 2500$ m; $D_H = \frac{4\ F_0}{\Pi_0} = \frac{4.30}{22} = 5450 = 5,45$ m	$\frac{F_1}{F_0} = 1,0$; $\frac{t_1}{b_0} = \frac{2\,500}{5\,000} = 0,5$; $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{b_0} = 0,0002$	430	150	0,84	3.10^{-5}	14,3	8,8	$2,6.10^6$	0,60	–	–	0,60	5,30	6-11
2	Coude composé	b_0; 30°; l_1; $l_1 = 28500$ mm ; $b_0 = 5000 \times 6000$ mm ; $D_H = 5,5$ m	$\frac{l_0}{b_0} = 5,6$; $\bar{\Delta} = 0,0002$; $\alpha = 30°$	430	150	0,84	3.10^{-5}	14,3	8,8	$2,6.10^6$	0,20	0,014	0,079	0,28	2,46	6-18
3	Collecteur	l_0; w_{n4}, F_{n4}; w_{n3}; w_{n2}; w_{n1}; w_0, F_0; b_0; 350; $F_{c\alpha}$; b_6; $b_0 = 6000 \times 5000$ mm ; $b_1 = 3000 \times 2500$ mm ; $b_5 = 2000 \times 2000$ mm ; $l_0 = 60000$ mm; $D_H = \frac{4F}{\Pi_1} = \frac{4.7,5}{2(3+2,5)} = 2,72$ m, $D_{moy} = \frac{D_{H0} + D_{H1}}{2} = \frac{5,5 + 2,75}{2} = 4,11$ m	$\frac{w_{1n}}{w_0} = \frac{w_{2n}}{w_0} = \frac{w_{3n}}{w_0} = \frac{w_{4n}}{w_0} = \frac{w_n}{w_0} = 1,0$; $\frac{l_0}{D_{H\,moy}} = \frac{60\,000}{411} = 14,5$; $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_{H\,moy}} = \frac{1,0}{411} = 0,0025$	430	150	0,84	3.10^{-5}	14,3	8,8	$\sim 2,0.10^6$	0	0,013	0,19	0,19	1,70	7-23
4	Ramification latérale du collecteur (la dernière)	w_{n4}, F_{n4}; $F_{c\alpha}$; b_6; w_{6}, F_{6}; $F_{c4} = 7.5$ m²; $F_{b4} = 4.0$ m²; $w_c = w_c$	$\alpha = 90°$; $\frac{F_b}{F_c} = \frac{2.4}{7,5} \cong 1,0$; $\frac{Q_b}{Q_c} = \frac{Q_b}{Q_{r4}} = 1,0$: $\frac{w_b}{w_c} = 1,0$	$\frac{430}{4} . \frac{273 + 120}{273 + 150} = 107.0,93 \cong 100$	120	0,90	$2,7.10^{-5}$	$w_n \cong w_c = 13,3$	8,12	–	1,45	–	–	1,45	11,80	7-21
5	Papillon (pour une ouverture à 10 %) δ = 5°	F_0; δ; $F_0 = 4$ m²	$\frac{F}{F_0} = 0,9$ ($\delta = 5°$)	$\frac{100}{2} = 50$	120	0,90	$2,7.10^{-5}$	12,5	7,2	–	0,28	–	–	0,28	2,00	9-4
6	Scrubber humide		A l'entrée t = 120°C; A la sortie t = 50°C; Quantité d'eau déversée A = 50 m³/m².h	$50 . \frac{273 + 85}{273 + 120} = 50.0,91 = 45,5$	$\frac{120 + 50}{2} = 85$	1,0	–	1,42	0,103	–	960	–	–	960	99,00	12-7
7	Tronçon de sortie du scrubber, branchement en T symétrique	w_{16}, F_{16}; w_{26}, F_{26}; w_0, F_c; $F_b = 4000 \times 1600 = 6,4$ m²; $F_c = 3500 \times 1200 = 4,2$ m²	$\frac{F_c}{2F_b} = \frac{4,2}{2.6,4} = 0,33$; $\frac{Q_b}{Q_c} = 0,5$	$45,5\ \frac{273 + 50}{273 + 85} = 45,5.0,9 = 41$	50	1,0	–	9,8	5,40	–	≈ 2,0	–	–	2,0	10,80	Approximativement comme sur le diagramme 3-9 (entrée avec rétrécissement), et branchement en T à 90° (diagramme 7-29)
8	Tronçon droit horizontal	w_0, F_0; l_0; 3500; 1200; $l_0 = 10500$ mm; $F_0 = 3500 \times 1200 = 4,2$ m²; $D_H = \frac{4.4,2}{2(3,5+1,2)} \cong 1,8$ m²	$\frac{l_0}{D_H} = \frac{10\,500}{1\,600} = 6,6$; $\bar{\Delta} = \frac{1,0}{1\,600} = 0,0006$	2.40 = 80	50	1,10	$1,8.10^{-5}$	19,0	20,2	$1,9.10^6$	–	0,018	0,12	0,12	2,42	2-3
9	Entrée dans la cheminée de fumée	w_0, F_0; 4500; $F_0 = 4,2$ m²; $F_1 = 15,8$ m²	$\frac{F_0}{F_1} = \frac{4,2}{15,8} \cong 0,27$	2.40 = 80	50	1,10	$1,8.10^{-5}$	19,0	20,2	$1,9.10^6$	0,53	–	–	0,53	10,70	4-1 (élargissement brusque)

TABLEAU 1.11 (*suite*)

Numéro de l'élément du réseau	Désignation de l'élément	Schéma et principales dimensions de l'élément	Principaux paramètres géométriques de l'élément	$\frac{Q_l}{(m^3/s)}$	t_l (°C)	γ_l (kgp/m^3)	ν_l (m^2/s)	$\frac{w_l}{(m/s)}$	$\frac{\gamma_l w_l^2}{2g}$ (kgp/m^2)	Re $= \frac{w_l D_{Hl}}{\nu_l}$	ζ_{Ml}	λ_l	$\zeta_{fl} = \lambda_l \frac{l_l}{D_{Hl}}$	$\zeta_{fl} = \zeta_{Ml} + \zeta_{fl}$	$\Delta H_l = \zeta_l \frac{\gamma_l w_l^2}{2g}$ (kgp/m^2)	Diagramme de référence pour la détermination de ζ_l
10	Premier tronçon droit de la cheminée	D_0 = 4500 mm F_0 = 15,8 m² l_0 = 22000 mm	$\frac{l_0}{D_0} = \frac{22\,000}{4\,500} = 4,9$; $\bar{\Delta} = \frac{1,0}{4\,500} = 0,00022$	$80 \cdot \frac{273 + 40}{273 + 50} = 77,5$	40	1,13	$1,7.10^{-5}$	4,9	1,38	$1,3.10^6$	–	0,015	0,074	0,074	0,10	2-3
11	Tronçon transitoire, convergent	D_1 = 4500 mm D_0 = 3000 mm F_1 = 15,8 m² F_0 = 7,05 m² l_1 = 2400 mm α = 34°	$\frac{F_0}{F_1} = \frac{7,05}{15,8} = 0,45$; $\frac{l_1}{D_0} = \frac{2\,400}{3\,000} = 0,8$; $\bar{\Delta} = \frac{1,0}{3\,000} = 0,00033$	$80 \cdot \frac{273 + 40}{273 + 50} = 77,5$	40	1,13	$1,7.10^{-5}$	11,0	7,00	$\sim 2.10^6$	0,054	0,014	0,01	0,064	0,45	3-7
12	Deuxième tronçon droit de la cheminée	D_0 = 3000 mm F_0 = 7,05 m² l_0 = 41500 mm	$\frac{l_0}{D_0} = \frac{41\,500}{3\,000} \cong 14$; $\bar{\Delta} = \frac{1,0}{3\,000} = 0,00033$	$80 \cdot \frac{273 + 40}{273 + 50} = 77,5$	40	1,13	$1,7.10^{-5}$	11,0	7,00	$2,15.10^6$	–	0,014	0,20	0,2	1,40	2-3
13	Sortie de la cheminée		–	$80 \cdot \frac{273 + 40}{273 + 50} = 77,5$	40	1,13	$1,7.10^{-5}$	11,0	7,00	$2,15.10^6$	1,0	–	–	1,0	7,00	11-1
14	Aspiration dans toute la cheminée		–	–	–	1,13	–	–	–	–	–	–	–	–	−10,0	Formule (1.38) : $H_c = z(\gamma_a - \gamma_g)$ où : γ_a = 1,29 à t = 0°C

$\Delta H_{global} = 155,13 \cong 155\ kgp/m^2$

Calcul de la perte de charge dans la soufflerie aérodynamique (figure 1.18)

TABLEAU 1.12

Numéro de l'élément du circuit	Désignation de l'élément	Schéma et principales dimensions du circuit	Principaux paramètres géométriques de l'élément du circuit	Rapport des surfaces $\frac{F_o}{F_i}$	$\left(\frac{F_o}{F_i}\right)^2$	w_i (m/s)	$Re = \frac{w_i D_{Hi}}{\nu}$	ζ_{Mi}	λ_i	$\zeta_{fi} = \lambda_i \frac{l_i}{D_{Hi}}$	$\zeta_i = \zeta_{Mi} + \zeta_{fi}$	$\zeta_o = \zeta_i \times \left(\frac{F_o}{F_i}\right)^2$	Diagramme de référence pour la détermination de ζ_i
1	Chambre d'expérience ouverte à section circulaire	$D_o = 5000$; $l_a = 8000$	$\frac{l_a}{D_o} = \frac{8\,000}{5\,000} = 1,6$	1,0	1,0	60	$2,0.10^7$	0,13	–	–	0,13	0,130	4-27
2	Premier diffuseur	$D_1 = 5350$ mm $D_2 = 8000$ mm $F_o = \frac{\pi}{4} 5000^2 = 19,6$ m² $l_a = 13500$ mm	$\alpha = 7°$; $n = \frac{F_2}{F_1} = \left(\frac{8\,000}{5\,000}\right)^2 = 2,0$; $\frac{w_{max}}{w_o} > 1,12$; $k_1 \cong 1,8$; $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_1} \cong 0,0004$	$\left(\frac{5\,000}{5\,350}\right)^2 = 0,875$	0,77	52,5	$1,9.10^7$	0,05	0,01	0,016	0,066	0,051	5-2
3	Partie transitoire (passage de la section annulaire à la section carrée)	$l_b = 2000$ mm $d_b = 4000$ mm $l_n = 5000$ mm $D_2 = 8000$ mm $b_3 = 8000 \times 8000$ mm	$\bar{d}_b = \frac{d_b}{D_2} = 0,5$; $n = \frac{F_3}{F_b} = \frac{F_3}{(1 - \bar{d}_b^2)F_b} = \frac{8\,000^2}{(1 - 0,25)\frac{\pi}{4} 8\,000^2} = 1,7$; $\alpha_o \cong 15°$; $\bar{\Delta} \cong 0,0004$; $\frac{w_{max}}{w_o} > 1,12$; $k_1 \cong 1,8$	$\frac{F_o}{F_b} = \frac{5\,000^2}{0,75.8\,000^2} = 0,52$	0,27	31	$1,8.10^7$	0,19	0,011	0,01	0,20	0,054	5-1
4	Coude n° 1 avec grille d'aubes de direction (nombre réduit)	$b_3 = b_4 = 8000 \times 8000$ mm $t_1 = 2000$ mm $r = 1600$ mm	$\frac{b_4}{b_3} = 1,0$; $\frac{r}{b_3} = 0,2$; $\bar{\Delta} = 0,0003$	$\frac{\frac{\pi}{4} . 5\,000^2}{8\,000^2} = 0,306$	0,096	18	10^7	0,18	0,011	0,015	0,195	0,019	6-32 pour tenir compte de l'effet du diffuseur en amont, on multiplie ζ par 1,2
5	Tronçon cylindrique (section rectangulaire)	$b_4 = 8000 \times 8000$ mm $l_{cyl} = 5000$ mm	$\frac{l_{cyl}}{b_4} = \frac{6\,000}{8\,000} = 0,75$; $\bar{\Delta} = 0,0003$	0,306	0,096	18	10^7	–	0,011	0,008	0,008	0,001	2-3
6	Coude n° 2 ; mêmes conditions que dans le coude n° 1	$b_4 = b_5 = 8000 \times 8000$ mm $r = 1600$ mm $t_1 = 2200$ mm	$\frac{b_5}{b_4} = 1,0$; $\frac{r}{D_5} = 0,2$	0,306	0,096	18	10^7	0,15	0,011	0,015	0,165	0,016	6-32

Numéro de l'élément du circuit	Désignation de l'élément	Schéma et principales dimensions du circuit	Principaux paramètres géométriques de l'élément du circuit
7	Canal de retour (deuxième diffuseur)	$b_5 = 8000 \times 8000$ mm $b_6 = 12000 \times 12000$ mm $l_h = 43500$ mm	$\alpha_2 = 5{,}5°$; $n = \frac{F_6}{F_5} = \left(\frac{12\,000}{8\,000}\right)^2 = 2{,}25$; $\frac{w_{max}}{w_o} \cong 1{,}1$; $k_1 \cong 1{,}8$
8	Coude n° 3 ; mêmes conditions que dans le coude n° 1	$b_6 = b_7 = 12000 \times 12000$ mm $r = 1600$ mm $t_1 = 1500$ mm	$\frac{b_7}{b_6} = 1{,}0$; $\frac{r}{D_6} = 0{,}13$
9	Coude n° 4 ; mêmes conditions que dans le coude n° 3, mais nombre normal d'aubes	$D_7 = D_8 = 12000 \times 12000$ mm $r = 1600$ mm $t_2 = 1500$ mm	$\frac{b_8}{b_7} = 1{,}0$; $\frac{r}{D_8} = 0{,}13$
10	Filtre en nid d'abeilles (tôle vernie)	$l_x = 1500$; $d_x = 200 \times 200$	$\frac{l_x}{d_x} = 7{,}5$; $\bar{f} = \frac{F_x}{F_8} = 0{,}9$; $\bar{\Delta} = \frac{0{,}2}{200} = 0{,}001$
11	Buse (convergent curviligne)	$D_0 = 5000$ mm $D_h = 12000 \times 12000$ mm $l_c = 13500$ mm	$\alpha \cong 35°$; $n = \frac{12\,000^2}{\frac{\pi}{4} 5\,000^2} = 7{,}35$

TABLEAU 1.12 (*suite*)

Rapport des surfaces $\frac{F_o}{F_i}$	$\left(\frac{F_o}{F_i}\right)^2$	w_i (m/s)	$\mathrm{Re} = \frac{w_i D_{Hi}}{\nu}$	ζ_{Mi}	λ_i	$\zeta_{fi} = \lambda_i \frac{l_i}{D_{Hi}}$	$\zeta_i = \zeta_{Mi} + \zeta_{fi}$	$\zeta_o = \zeta_i \times \left(\frac{F_o}{F_i}\right)^2$	Diagramme de référence pour la détermination de ζ_i
0,306	0,096	18	10^7	0,046	0,011	0,011	0,057	0,006	5-1
$\frac{\pi}{4} \cdot \frac{5\,000^2}{12\,000^2} = 0{,}137$	0,0181	8,2	$6{,}5.10^6$	0,20	0,011	0,015	0,215	0,004	6-32
0,137	0,0181	8,2	$6{,}5.10^6$	0,21	0,011	0,015	0,225	0,004	6-32
$\frac{0{,}137}{0{,}9} = 0{,}152$	0,0232	9,1	$\frac{w_i d_x}{\nu} = 1{,}2.10^5$	0,11	0,060	0,45	0,56	0,013	$\zeta = \zeta_{\text{entrée}} + \zeta_{\text{sortie}} + \zeta_f$ $\zeta_{\text{entrée}} \cong 1 - \bar{f}$ (Diagramme 3.1) $\zeta_{\text{sortie}} = (1 - \bar{f})^2$ (Diagramme 4.1) $\zeta_f = \lambda \frac{l_x}{d_x}$
7,35	54	60	2.10^7	–	0,008	0,003	0,003	0,003	3-7
$\sum_{i=1}^{11} \zeta_{oi} = 0{,}301 \cong 0{,}30$									

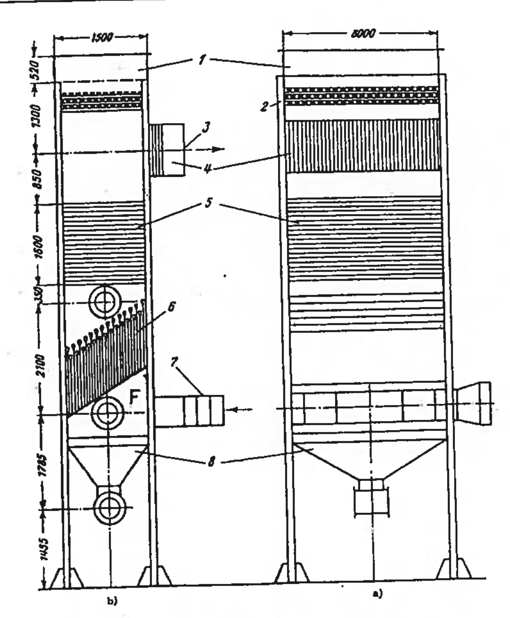


FIG. 1.17. — Scrubber humide (voir fig. 1.16 et tableau 1.11)
1. Bac d'arrosage; 2. Grille de répartition; 3. Sortie des gaz; 4. Persiennes; 5. Filtre principal; 6. Filtre en forme d'écran; 7. Convergent pour l'entrée de l'air; 8. Trémie
a) vue de face b) vue latérale

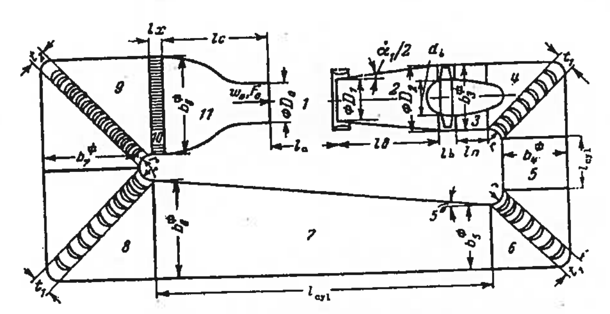


FIG. 1. 18. — Schéma de la soufflerie aérodynamique aux faibles vitesses du type à retour à veine ouverte (dimensions en mm) :
$D_0 = 5\,000$, $D_1 = 5\,350$, $D_2 = 8\,000$;
$d_b = 4\,000$, $b_3 = 8\,000$, $b_4 = 8\,000$, $b_5 = 8\,000$;
$b_6 = 12\,000$, $b_7 = 12\,000$, $b_8 = 12\,000$, $t_1 = 2\,200$;
$t_2 = 1\,500$, $l_a = 8\,000$, $l_d = 13\,500$;
$l_b = 2\,000$, $l_n = 5\,000$, $l_{cyl.} = 6\,000$, $l_k = 43\,500$;
$l_e = 1\,500$, $l_s = 13\,500$, $r = 1\,600$, $\alpha_1 = 7°$, $\alpha_2 = 5°$.

CHAPITRE II

ÉCOULEMENT DANS DES CONDUITES ET CANAUX DROITS

(Rugosité et coefficients de perte de charge par frottement)

2.1. DÉSIGNATIONS PRINCIPALES

F_0 – Aire d'une section de conduite ou de canal, m^2.

S_0 – Surface de frottement, m^2.

Π_0 – Périmètre de la section de conduite ou de canal, m.

D_0 – Diamètre de la section de conduite ou de canal, m.

D_H – Diamètre hydraulique (rayon hydraulique quadruplé), m.

D_{int}, D_{ext} – Respectivement diamètres intérieur et extérieur d'une conduite annulaire, m.

a_0, b_0 – Côtés d'une section rectangulaire de conduite ou de canal, m.

l – Longueur du tronçon calculé, m.

Δ – Hauteur moyenne des aspérités de la rugosité des parois de la conduite ou du canal, m.

$\bar{\Delta}$ – Rugosité relative des parois.

w_0 – Vitesse moyenne de l'écoulement dans la section de la conduite ou du canal, m/s.

ΔH – Pertes de pression, kgp/m^2.

ΔHf – Pertes de pression par frottement, kgp/m^2.

λ – Coefficient de perte de charge par frottement de l'unité de longueur relative (exprimée en diamètres) de la conduite ou du canal.

ζ – Coefficient de perte de charge par frottement de tout le tronçon étudié.

Re – Nombre de Reynolds.

2.2. EXPLICATIONS ET RECOMMANDATIONS PRATIQUES

1. On calcule les pertes de pression suivant la longueur d'une conduite ou d'un canal droits à section constante (pertes par frottement), d'après la formule de Darcy-Weissbach :

$$\Delta Hf = \frac{\lambda}{4} \cdot \frac{S_0}{F_0} \frac{\gamma w_0^2}{2g} \ [kgp/m^2] \qquad (2.1)$$

ou :

$$\Delta Hf = \lambda \frac{l}{D_H} \cdot \frac{\gamma w_0^2}{2g} = \zeta \frac{\gamma w_0^2}{2g} \ [kgp/m^{2*}] \qquad (2.2)$$

pour une section circulaire : $D_H = D_0$

pour une section rectangulaire : $D_H = 2 \dfrac{a_0 b_0}{a_0 + b_0}$ (2.3)

pour une section annulaire : $D_H = D_{ext} - D_{int}$

2. La perte de charge dans le mouvement d'un liquide ou d'un gaz en régime laminaire est déterminée par les forces de frottement interne (viscosité), apparaissant quand une couche du liquide ou du gaz se déplace par rapport à une autre. Les forces de viscosité sont directement proportionnelles à la vitesse de l'écoulement. Grâce à la prépondérance en régime laminaire des forces de viscosité, même l'écoulement autour des aspérités d'une surface rugueuse se produit d'une façon continue. Pour cette raison, si elle n'est pas très grande, la rugosité des parois n'a aucun effet sur la grandeur de la perte de charge, et le coefficient de perte de charge par frottement dans ce régime dépend toujours du nombre de Reynolds seul, **Re** $= w_0 D_H/\nu$.

(*) Pour l'eau, on exprime habituellement cette grandeur en m : $\Delta H_f = \zeta w_0^2/2g$ $[m]$.

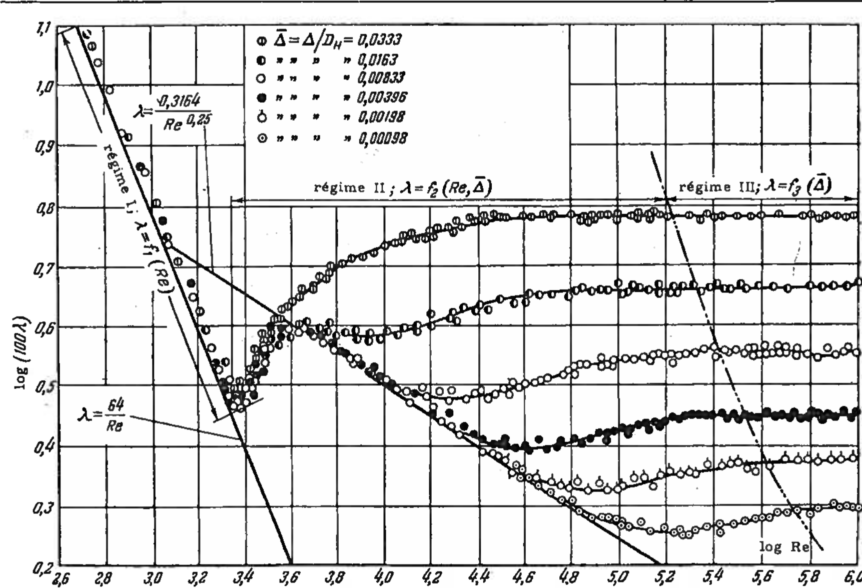


FIG. 2.1. — Variation des coefficients de perte de charge λ en fonction de **Re** pour des conduites à rugosité homogène

3. Quand le nombre de Reynolds **Re** augmente, les forces d'inertie proportionnelles au carré de la vitesse commencent à prédominer. Alors apparaît le mouvement turbulent, caractérisé par la formation de composantes transversales de la vitesse et de ce fait, par le mélange du liquide ou du gaz dans tout le courant. En régime turbulent, la perte de charge due au mouvement, conditionnée par le transfert de quantité de mouvement des masses de liquide qui se déplacent de manière désordonnée, est de plusieurs fois plus grande qu'en régime laminaire *.

Dans le cas de parois rugueuses, l'écoulement autour des aspérités se produit avec un décollement de la veine, et le coefficient de perte de charge commence à dépendre non seulement du nombre de Reynolds **Re**, mais aussi de la rugosité relative $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$.

4. Pratiquement, les conduites et les canaux peuvent être à parois lisses ou rugueuses. En outre, la rugosité peut être homogène ou non. Les deux formes de rugosité diffèrent par la forme des aspérités, leurs dimensions, les intervalles entre elles, etc. La majorité des conduites industrielles se caractérisent par une rugosité hétérogène.

5. La hauteur moyenne Δ des aspérités, exprimée en unité de longueur absolue, s'appelle la rugosité géométrique absolue. Le rapport entre la hauteur moyenne des aspérités et le diamètre de la conduite, c'est-à-dire $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$, s'appelle la rugosité relative. Etant donné que les caractéristiques géométriques de la rugosité ne peuvent pas déterminer dans une mesure suffisante la résistance hydraulique de la conduite, on introduit la notion de rugosité hydraulique (équivalente), que l'on détermine en mesurant la perte de charge.

6. La rugosité équivalente dépend :

- du matériau et du procédé de fabrication des tuyaux (par exemple, les tuyaux en fonte, fabriqués par coulée centrifuge, sont plus lisses que les tuyaux coulés par les procédés ordinaires; les tuyaux en acier entièrement étirés sans soudure sont moins rugueux que les tuyaux soudés); en outre, les tuyaux fabriqués par un même procédé, ont en règle générale une valeur de rugosité équivalente, indépendamment du diamètre;
- de la nature du liquide (ou du gaz) qui s'écoule dans la conduite; l'influence du liquide sur la surface interne de la conduite peut se manifester par l'apparition de corrosion, la formation d'excroissances et de dépôts;
- de la durée de service des conduites.

(*) En même temps, puisqu'on détermine toujours le coefficient de perte de charge λ comme le rapport entre les pertes de pression et la pression dynamique ($\lambda = \Delta H_f/(l/D_H)\cdot(\gamma w_0/2g)$), la grandeur λ est plus élevée en régime laminaire, pour lequel ΔH_f est directement proportionnelle à la vitesse, qu'en régime turbulent.

7. La variation du coefficient de perte de charge λ en fonction de **Re** et $\bar{\Delta}$, établie par les essais de Nikuradse [Réf. 2.66] pour les conduites à rugosité homogène (fig. 2.1)*, montre l'existence de trois régimes principaux d'écoulement.

Le premier régime, appelé laminaire, se produit aux faibles valeurs du nombre **Re** (jusqu'à **Re** ≅ 2 000) et se caractérise par le fait que la rugosité n'a aucune influence sur la grandeur λ. On peut exprimer cette dernière par la loi de Hagen-Poiseuille [Réf. 2.59 et 2.67] :

$$\lambda = 64/\mathrm{Re} \tag{2.4}$$

Le deuxième régime, appelé de transition, englobe trois portions des courbes de perte de charge pour une rugosité à grains réguliers :

- la portion qui correspond à la zone intermédiaire (critique) entre les écoulements laminaire et turbulent (approximativement dans l'intervalle **Re** compris entre 2 000 et 4 000). Dans cette zone le coefficient de perte de charge croît rapidement avec le nombre **Re**. En même temps il continue à rester identique pour diverses valeurs de la rugosité relative;
- la portion dans laquelle les courbes, pour des conduites de diverses rugosités coïncident avec la courbe de Blasius [Réf. 2.57] pour des conduites lisses :

$$\lambda = 0{,}3164/\mathrm{Re}^{0,25} \tag{2.5}$$

  La loi de perte de charge d'après cette dernière formule est valable dans un intervalle d'autant plus petit que la rugosité relative est plus grande;
- la portion dans laquelle les courbes de perte de charge pour des conduites de diverses rugosités s'écartent les unes des autres, se détachant de la droite représentant la formule (2.5). De plus, les valeurs des coefficients de perte de charge pour des intervalles déterminés du nombre de Reynolds **Re*** augmentent avec la rugosité relative.

Le 3e régime, appelé quadratique, ou régime des parois purement rugueuses, ainsi que régime de similitude turbulente, est caractérisé par le fait que les coefficients de perte de charge pour chaque rugosité restent constants, et indépendants du nombre **Re**.

8. Les courbes de perte de charge $\lambda = f(\mathrm{Re}, \bar{\Delta})$ pour une rugosité hétérogène (conduites industrielles) montrent que dans ce cas il y a aussi les trois régimes d'écoulement indiqués; mais dans la zone de transition il n'y a pas le décrochement en V caractéristique des courbes pour une rugosité homogène (à grains réguliers). Ici les courbes de perte de charge s'abaissent de manière progressive et continue, atteignant leur minimum au régime quadratique.

9. Il résulte des formules de Nikuradse [Réf. 2.66] pour des conduites rugueuses et de la formule de Filonenko-Al'tsul [Rég. 2,8, 2.48] pour des conduites lisses, que les conduites à rugosité homogène (grains réguliers) peuvent être considérées comme hydrauliquement lisses si :

$$\bar{\Delta} < \bar{\Delta}_{\mathrm{limite}}$$

où :

$$\bar{\Delta}_{\mathrm{limite}} = \left(\frac{\Delta}{D_H}\right)_{\mathrm{limite}} = \frac{18 \log \mathrm{Re} - 16{,}4}{\mathrm{Re}} \tag{2.6}$$

Jusqu'à **Re** = 10^5, en employant la formule de Blasius, on peut obtenir :

$$\bar{\Delta}\ \mathrm{limite} \cong 17{,}85\ \mathrm{Re}^{-0,875} \tag{2.6}$$

Pour une rugosité hétérogène, d'après les données d'Al'tsui [Réf. 2.14] et Ljatkher [Réf. 2.31], on peut obtenir à 3-4 % près :

$$\bar{\Delta}_{\mathrm{limite}} \cong 23/\mathrm{Re} \tag{2.7}$$

On donne ci-dessous les valeurs limites du nombre de Reynolds, pour lesquelles commence à se manifester l'effet de la rugosité :

pour une rugosité homogène (jusqu'à **Re** ≅ 10^5)

$$\mathrm{Re}'_{\mathrm{limite}} = 26{,}9/\bar{\Delta}^{1,143}\ ; \tag{2.8}$$

pour une rugosité hétérogène.

$$\mathrm{Re}'_{\mathrm{limite}} \cong 23/\bar{\Delta} \tag{2.9}$$

(*) Ici on a en vue la rugosité artificielle à grains de sable, sous la forme réalisée par Nikuradse. L'allure des courbes pour les autres formes de rugosité artificielle peut être légèrement différente [Réf. 2.52].

(*) Dans ces intervalles des valeurs **Re**, l'accroissement de λ cesse.

10. La valeur limite du nombre de Reynolds, pour laquelle la loi quadratique des pertes de charge devient valable, est exprimée pour une rugosité homogène par la formule :

$$Re''_{\text{limite}} = \frac{217{,}6 - 382.2 \log \bar{\Delta}}{\bar{\Delta}} \qquad (2.10)$$

qui découle de la formule de Nikuradse [Réf. 2.66] pour les zones de transition et quadratique.

Pour une rugosité hétérogène, d'après les données d'Al'tsul [Réf. 2.14] et Ljatkher [Réf. 2.31], on peut obtenir à 3-4 % près :

$$Re''_{\text{limite}} \cong 560/\bar{\Delta} \qquad (2.11)$$

11. En écoulement laminaire (jusqu'à **Re** ≃ 2 000), le coefficient de perte de charge par frottement λ, qui ne dépend pas du degré de rugosité des parois est obtenu dans le cas d'une conduite à section circulaire par la formule (2.4) ou le graphique a) du diagramme 2.1.

Dans le cas de conduites à section rectangulaire, dont le rapport des côtés a_0/b_0 est compris entre 0 et 1, le coefficient de perte de charge par frottement est exprimé ainsi :

$$\lambda_{\text{rect}} = k_1 \lambda \qquad (2.12)$$

où :

λ_{rect} : coefficient de perte de charge par frottement pour des conduites à section rectangulaire,

λ : coefficient de perte de charge par frottement pour des conduites à section circulaire,

k_1 : coefficient tenant compte du rapport des côtés du rectangle a_0/b_0 [Réf. 2.42].

Dans le cas de conduites à section annulaire, formées par deux cylindres concentriques, le diamètre du cylindre intérieur étant D_{int} et celui du cylindre extérieur D_{ext}, le coefficient de perte de charge par frottement est exprimé ainsi :

$$\lambda_{\text{ann}} = k_2 \lambda \qquad (2.13)$$

où :

λ_{ann} : coefficient de perte de charge par frottement pour des conduites à section annulaire,

λ : coefficient de perte de charge par frottement pour des conduites à section circulaire,

k_2 : coefficient tenant compte du rapport des diamètres intérieur et extérieur $D_{\text{int}}/D_{\text{ext}}$ [Réf. 2.42].

12. Le coefficient de perte de charge par frottement λ pour des conduites à section circulaire à parois hydrauliquement lisses (du point de vue industriel) dans la zone critique (**Re** = 2 000 — 4 000) peut être déterminé par le graphique λ = f (**Re**) du diagramme 2.4.

13. Le coefficient de perte de charge par frottement λ pour des conduites à section circulaire à parois hydrauliquement lisses (du point de vue industriel) pour **Re** > 4 000 (régime turbulent) peut être déterminé par le graphique λ = f (**Re**) du diagramme 2.4, ou calculé d'après la formule de Filonenko-Al'tsul [Réf. 2.8 et 2.48]* :

$$\lambda = \frac{1}{(1{,}8 \log Re - 1{,}64)^2} \qquad (2.14)$$

14. Le coefficient de perte de charge par frottement λ pour des conduites circulaires à rugosité homogène dans la zone de transition, c'est-à-dire dans les limites :

$$\frac{26{,}9}{\bar{\Delta}^{1{,}143}} \leqslant Re \leqslant \frac{217{,}6 - 382{,}4 \log \bar{\Delta}}{\bar{\Delta}}$$

est déterminé par le graphique λ = f (**Re** $\bar{\Delta}$) du diagramme 2.2 ou d'après la formule de Nikuradse [Réf. 2.66] :

$$\lambda = \frac{1}{[a_1 + b_1 \log (Re \sqrt{\lambda}) + c_1 \log \bar{\Delta}]^2} \qquad (2.15)$$

où pour :

$$3{,}6 \leqslant \bar{\Delta}\, Re \sqrt{\lambda} \leqslant 10$$
$a_1 = -0{,}8$; $b_1 = 2$; $c_1 = 0$ (parois lisses)

$$10 \leqslant \bar{\Delta}\, Re \sqrt{\lambda} \leqslant 20$$
$a_1 = 0{,}068$; $b_1 = 1{,}13$; $c_1 = -0{,}87$

$$20 \leqslant \bar{\Delta}\, Re \sqrt{\lambda} \leqslant 40$$
$a_1 = 1{,}538$; $b_1 = 0$; $c_1 = -2$

$$40 \leqslant \bar{\Delta}\, Re \sqrt{\lambda} \leqslant 191{,}2$$
$a_1 = 2{,}471$; $b_1 = -0{,}588$; $c_1 = -2{,}588$

$$\bar{\Delta}\, Re \sqrt{\lambda} \geqslant 191{,}2$$
$a_1 = 1{,}138$; $b_1 = 0$; $c_1 = -2$

(loi quadratique)

15. Le coefficient de perte de charge par frottement λ de toutes les conduites industrielles à section circulaire, à l'exception des conduites spéciales, pour lesquelles les valeurs λ sont données séparément, peut

(*) Cette formule se rapproche beaucoup des formules de Konakov [Réf. 2.29], Murin [Réf. 2.32] et Jakimov [Réf. 2.56].

être déterminé, pour la zone de transition, par les graphiques du diagramme 2.3, établis d'après la formule de Colebrook-White [Réf. 2.58]* :

$$\lambda = \frac{1}{\left(-2 \log \frac{2{,}51}{Re\sqrt{\lambda}} + \frac{\bar{\Delta}}{3{,}7}\right)^2} \qquad (2.16)$$

ou dans l'intervalle $\bar{\Delta}$ = 0,00008 à 0,0125, d'après la formule simplifiée d'Al'tsul [Réf. 2.11]** :

$$\lambda = 0{,}1 \left(1{,}46\,\bar{\Delta} + \frac{100}{Re}\right)^{0{,}25} \qquad (2.17)$$

La formule établie par Lobaev [Réf. 2.30] est aussi une formule simple et commode pour la détermination du coefficient de perte de charge dans la zone de transition (dans l'intervalle $\bar{\Delta}$ compris entre 0,0001 et 0,01) :

$$\lambda = \frac{1{,}42}{\left(\log \frac{Re}{\bar{\Delta}}\right)^2} \qquad (2.18)$$

16. Le coefficient de perte de charge par frottement λ de toutes les conduites circulaires, à l'exception des conduites spéciales pour lesquelles les valeurs λ sont données séparément, avec n'importe quelle sorte de rugosité (homogène ou non), peut être déterminé dans la zone quadratique, c'est-à-dire pratiquement pour **Re** > 560/$\bar{\Delta}$, par le graphique du diagramme 2.5, établi d'après la formule de Prandlt-Nikuradse [Réf. 2.40 et 2.66]*** .

$$\lambda = \frac{1}{\left[2 \log \left(\frac{3{,}7}{\bar{\Delta}}\right)\right]^2} \qquad (2.19)$$

17. Le coefficient de perte de charge par frottement des conduites à section rectangulaire dont le rapport des côtés est faible (a_0/b_0 = 0,5 à 2) peut être déterminé pratiquement en régime turbulent comme pour les conduites circulaires. Le coefficient de perte de charge par frottement des conduites à section annulaire peut être déterminé par la formule :

$$\lambda_{\text{ann}} = k_3 \lambda \qquad (2.20)$$

où :

k_3 : est défini d'après les données de Ginevskij et Solodkin [Réf. 2.20], exprimées sur le graphique c) du diagramme 2.1 en fonction du rapport des diamètres $D_{\text{int}}/D_{\text{ext}}$ et du nombre de Reynolds.

Pour $D_{\text{int}}/D_{\text{ext}} = 1$, le coefficient de perte de charge par frottement est déterminé aussi par la formule (2.20), dans laquelle k_3 est pris sur le même graphique c) pour $D_{\text{int}}/D_{\text{ext}} = 1$.

18. Dans la détermination des coefficients de perte de charge conformément aux paragraphes 14 à 17, il faut prendre les valeurs de la rugosité Δ des conduites, d'après les données figurant dans le tableau 2.1. Ces valeurs de Δ ont été établies conformément à la formule (2.19).

19. La résistance des tuyaux en acier à joints soudés pour lesquels il se forme des bourrelets de métal, est plus grande que celle des tuyaux continus [Réf. 2.52]. La perte de charge supplémentaire des conduites soudées, les joints étant disposés les uns par rapport aux autres avec un écartement relatif $l_j/D_0 \geqslant 30$, peut être prise approximativement égale à la perte de charge ζ_d d'un diaphragme*.

Pour les valeurs $l_j/D_0 \leqslant 30$, l'influence des joints diminue avec la diminution de leur écartement relatif, de sorte que :

$$\zeta_j = k_4 \zeta_d \qquad (2.21)$$

où :

k_4 : correction pour tenir compte de l'effet des joints, exprimée en fonction de l_j/D_0 dans le graphique a) du diagramme 2.6 ;

ζ_d : coefficient de perte de charge d'un diaphragme, exprimé en fonction de d/D_0 dans le graphique b) du diagramme 2.6.

La perte de charge globale du tronçon de conduite à joints soudés est égale à :

$$\zeta = z \left(\lambda \frac{l_j}{D_0} + \zeta_j\right) \qquad (2.22)$$

où :

z : nombre de joints soudés dans le tronçon de conduite calculé,

ζ_j : coefficient de perte de charge d'un joint.

(*) Les courbes de Colebrook-White sont un peu au-dessus (de 2 à 4 %) des courbes analogues de Murin [Réf. 2.32], et par conséquent, donnent une certaine marge dans les calculs. Des formules analogues sont obtenues par Adamov [Réf. 2.5], Al'tsul [Réf. 2.15], Filonenko [Réf. 2.49], Frenkel' [Réf. 2.51].

(**) Une formule, voisine de la formule (2.17), a été aussi obtenue par Adamov [Réf. 2.6, 2.7].

(***) Dans les calculs pratiques, on peut négliger l'erreur faite en donnant une valeur constante aux coefficients [Réf. 2.52].

(*) Actuellement de nouvelles expériences sont en cours pour préciser l'effet des joints sur la résistance des conduites.

20. La perte de charge des conduites en acier avec joints à manchons peut être prise, dans les calculs pratiques, égale à celle des conduites à joints soudés [Réf. 2.52].

Dans le calcul des conduites en fonte, on peut négliger la perte de charge supplémentaire provoquée par la présence de joints à emboitement.

21. Le coefficient de perte de charge par frottement λ des tuyauteries d'eau en fonte ou en acier, compte tenu de l'accroissement de leur résistance hydraulique au cours de l'exploitation, peut être calculé d'après la formule de Sevelev [Réf. 2.52] :

– dans la zone intermédiaire, avec la condition : $\mathrm{Re} = \frac{w_0 D_0}{\nu} < 9{,}2 \,.\, 10^5 D_0$,

$$\lambda = \left(\frac{1{,}5 \,.\, 10^{-6}}{D_0} + \frac{1}{\mathrm{Re}}\right)^{0{,}3} ; \qquad (2.23)$$

– dans la zone quadratique, avec la condition : $\mathrm{Re} > 9{,}2 \,.\, 10^5 D_0$,

$$\lambda = \frac{0{,}021}{D_0^{0{,}3}} \qquad (2.24)$$

où :

D_0 : est exprimé en mètres.

22. Le coefficient de perte de charge par frottement λ des tuyaux flexibles en caoutchouc armé, dont les caractéristiques sont indiquées sur le diagramme 2.8, ne dépend pas du nombre de Reynolds pour des valeurs dépassant 4 000, par suite de la rugosité importante de ces tuyaux. Avec cela, la valeur λ augmente avec l'accroissement du diamètre, car en même temps augmente la hauteur des spires internes (Tol'cman et Sevelev [Réf. 2.46]).

Dans la détermination des pertes de pression suivant la formule (2.2) il faut introduire non le diamètre théorique d_{th} du tuyau, mais son diamètre élargi d_{elargi}, exprimé sur le graphique b) du diagramme 2.8 en fonction de la pression intérieure moyenne*.

23. Le coefficient de perte de charge par frottement λ des tuyaux en caoutchouc uni, dont les caractéristiques sont indiquées sur le diagramme 2.9, peut être déterminé par la formule de Tol'cman et Sevelev [Réf. 2.46] :

$$\lambda = \frac{A}{\mathrm{Re}^{0{,}265}} \qquad (2.25)$$

(*) Diamètre théorique : diamètre commercial, au repos
Diamètre élargi : diamètre élargi, obtenu lorsque la pression intérieure détend les parois.

pour les nombres de Reynolds $\mathrm{Re} = w_0 d_{th}/\nu$ compris entre 5 000 et 120 000 correspond le coefficient A compris entre 0,38 et 0,52 suivant la qualité du tuyau. Dans la détermination des pertes de pression d'après la formule (2.2) il faut fixer la grandeur du diamètre élargi en partant de la pression intérieure moyenne, suivant le graphique b) du diagramme 2.9.

24. Le coefficient de perte de charge par frottement λ des tuyaux flexibles lisses en caoutchouc armé (à spires incorporées), est déterminé par les graphiques exprimant la relation entre λ et $\mathrm{Re} = w_0 d_{th}/\nu$ en fonction de d_{th} et de la pression intérieure moyenne, dans le diagramme 2.10.

Dans la détermination des pertes de pression d'après la formule (2.2), il faut introduire non le diamètre théorique du tuyau, mais son diamètre élargi et multiplier la longueur du tuyau par le coefficient k; d_{elargi} et k sont exprimés en fonction de la pression intérieure moyenne, dans les graphiques b) et c) du diagramme 2.10.

25. Pour les tubes en matériau caoutchouté de grands diamètres (de 300 à 500 mm), utilisés dans l'aération des puits de mine, avec des jonctions habituellement exécutées à l'aide d'anneaux en fil de fer,

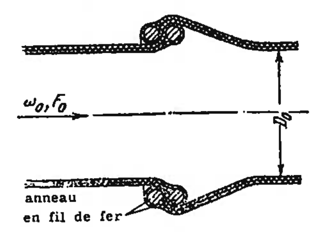


Fig. 2.2. — Tuyau circulaire en toile caoutchoutée à anneaux de jonction

enfermés dans les extrémités de chaque raccord (fig. 2.2), la perte de charge totale se compose de la perte de charge par frottement et de la perte de charge du joint (Adamov) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = z\left(\lambda \frac{l_j}{D_0} + \zeta_j\right) \qquad (2.26)$$

où :

z : nombre de raccords,

λ : coefficient de perte de charge par frottement de l'unité de longueur relative du tube, déterminé en fonction du nombre de Reynolds $\mathrm{Re} = w_0 D_0/\nu$ pour divers degrés de tension : mauvaise (avec de nombreux plis et déviations), moyenne (avec des plis peu importants), et bonne (sans plis, Cf. diagramme 2.11),

l_j : distance entre les joints, m,

D_0 : diamètre du tube, m,

ζ_j : coefficient de perte de charge d'un joint, exprimé en fonction du nombre de Reynolds (Cf. diagramme 2.11).

26. Les coefficients de perte de charge par frottement λ des tubes en feuilles de contreplaqué (plaques de bouleau à fibres longitudinales) sont déterminés d'après les données de Adamov et Idel-cik [Réf. 2.3], indiquées sur le diagramme 2.12.

27. Toutes les valeurs λ présentées ci-dessus sont valables pour des valeurs du nombre de Mach $\mathbf{M} = w_0/a$ égales au plus à 0,75 - 0,80.

28. Dans la détermination de la rugosité relative des parois du tronçon de conduite (ou de canal) étudié, on peut se servir des données du tableau 2.1.

2.3. RUGOSITÉ DES CONDUITES ET CANAUX

TABLEAU 2.1

Groupe	Types de tuyaux et de matériaux	Etat de la surface des tuyaux et conditions d'exploitation	Δ, *mm*	Référence à l'original
		A. Tuyaux métalliques		
I	Tuyaux étirés sans soudure en laiton, cuivre et plomb	Techniquement lisses	0,0015 à 0,0100	[Réf. 2.61, 2.65]
	Aluminium	Idem	0,015 – 0,06	
II	Tuyaux étirés sans soudure en acier (du commerce)	1. Neufs, non utilisés	0,02 – 0,10(*)	[Réf. 2.22, 2.53, 2.63, 2.68]
		2. Nettoyés après plusieurs années de service	jusqu'à 0,04	[Réf. 2.65]
		3. Revêtus de bitume	jusqu'à 0,04	[Réf. 2.65]
		4. Conduites de vapeur surchauffée et conduites d'eau chaude en présence de désaération et d'épuration chimique de l'eau en circulation	0,10	[Réf. 2.33]
		5. Conduite de gaz après une année de service	0,12	[Réf. 2.22]
		6. Tuyauteries pour pompe et compresseur sur un puits à gaz dans diverses conditions, après plusieurs années d'exploitation	0,04 – 0,20	[Réf. 2.7]
		7. Tuyaux de blindage d'un puits à gaz dans diverses conditions après plusieurs années d'exploitation	0,06 – 0,022	[Réf. 2.7]
		8. Conduites de vapeur saturée et conduites d'eau chaude en présence de fuites insignifiantes (jusqu'à 0,5 %) et de désaération à l'alimentation	0,20	[Réf. 2.33]
		9. Tuyauteries de systèmes de chauffage à eau quelles que soient les conditions à l'alimentation	0,20	[Réf. 2.18]
		10. Oléoducs pour des conditions d'exploitation moyennes	0,20	[Réf. 2.33]
		11. Moyennement corrodés	≈ 0,4	[Réf. 2.68]
		12. Petits dépôts de tartre	≈ 0,4	[Réf. 2.68]
		13. Conduites de vapeur, fonctionnant périodiquement (avec arrêts) et conduites d'eau condensée avec un système ouvert	0,5	[Réf. 2.33]
		14. Conduites d'air comprimé venant de compresseurs à piston et de turbocompresseurs	0,8	[Réf. 2.33]
		15. Après plusieurs années de service dans diverses autres conditions (corrodés ou légèrement entartrés)	0,15 – 1,0	[Réf. 2.7, 2.47, 2.65]
		16. Conduites d'eau condensée, fonctionnant périodiquement, et conduites d'eau chaude en l'absence de désaération et d'épuration chimique de l'eau d'alimentation et en présence de fuites importantes (jusqu'à 1,5 – 3 %)	1,0	[Réf. 2.33]

(*) En fonction du temps passé dans l'entrepôt.

TABLEAU 2.1

Groupe	Types de tuyaux et de matériaux	Etat de la surface des tuyaux et conditions d'exploitation	Δ, *mm*	Référence à l'original
		17. Tuyauteries d'eau depuis longtemps en service	1,2 – 1,5	[Réf. 2.53]
		18. Importants dépôts de tartre	≈ 3,0	[Réf. 2.65]
		19. Surface des tuyaux en mauvais état. Recouvrement inégal des joints	> 5,0	[Réf. 2.60]
III	Tuyaux en acier soudé	1. Neufs ou vieux, en bon état ; joints soudés ou rivés	0,04 – 0,10	[Réf. 2.68]
		2. Neufs, revêtus de bitume	≈ 0,05	[Réf. 2.64]
		3. Depuis longtemps en service, le bitume partiellement disparu, corrodés	≈ 0,10	[Réf. 2.68]
		4. Depuis longtemps en service, corrosion uniforme	≈ 0,15	[Réf. 2.68]
		5. Sans inégalités notables aux joints ; intérieurement enduits (épaisseur de la couche : 10 mm environ) ; mauvais état superficiel	0,3 – 0,4	[Réf. 2.62]
		6. Conduites principales de gaz, après de nombreuses années d'exploitation	≈ 0,5	[Réf. 2.68]
		7. Avec rivure transversale simple ou double ; enduits intérieurement (épaisseur de la couche : 10 mm), ou sans revêtement, mais non corrodés	0,6 – 0,7	[Réf. 2.61]
		8. Enduits intérieurement, mais non exempts d'oxydation ; encrassés au cours du service avec de l'eau, mais non corrodés	0,95 – 1,0	[Réf. 2.61]
		9. Conduites principales de gaz, après 20 ans de service, dépôts stratifiés	1,1	[Réf. 2.68]
		10. Avec double rivure transversale, non corrodés ; encrassés en cours de service avec de l'eau	1,2 – 1,5	[Réf. 2.68, 2.53]
		11. Dépôts faibles	1,5	[Réf. 2.68]
		12. Avec double rivure transversale, fortement corrodés	2,0	[Réf. 2.61]
		13. Dépôts importants	2,0 – 4,0	[Réf. 2.68]
		14. Réseau de gaz de ville après 25 ans de service, dépôts non uniformes de goudron et de naphtaline	2,4	[Réf. 2.68]
		15. Surface des tuyaux en mauvais état ; recouvrement non uniforme des joints	> 5,0	[Réf. 2.61]
IV	Tuyaux en acier rivés	1. Rivés en long et en travers avec une seule rangée de rivets ; intérieurement enduits (épaisseur de la couche 10 mm) ; bon état de la surface	0,3 – 0,4	[Réf. 2.61]
		2. Avec rivure longitudinale double et transversale simple, intérieurement enduits (épaisseur de la couche : 10 mm) ou non, mais non corrodés	0,6 – 0,7	[Réf. 2.61]
		3. Avec rivure transversale simple et longitudinale double ; intérieurement goudronnés ou enduits (épaisseur de la couche : 10 à 20 mm)	1,2 – 1,3	[Réf. 2.61]
		4. Avec quatre à six rangées longitudinales de rivets ; longue durée de service	2,0	[Réf. 2.61]

TABLEAU 2.1

Groupe	Types de tuyaux et de matériaux	Etat de la surface des tuyaux et conditions d'exploitation	Δ, *mm*	Référence à l'original
		5. Avec quatre rangées transversales et six rangées longitudinales de rivets ; joints intérieurement recouverts	4,0	[Réf. 2.61]
		6. Surface des tuyaux en très mauvais état ; recouvrement non uniforme des joints	> 5,0	[Réf. 2.61]
V	Acier pour toiture	1. Non traité à l'huile	0,02 – 0,04	[Réf. 2.43]
		2. Traité à l'huile	0,10 – 0,15	[Réf. 2.43]
VI	Tuyaux en acier galvanisé	1. Neufs, galvanisation propre	0,07 – 0,10	[Réf. 2.68]
		2. Galvanisation ordinaire	0,1 – 0,15	[Réf. 2.68]
VII	Tuyaux en tôle galvanisée	1. Neufs	0,15	[Réf. 2.63]
		2. Depuis longtemps en service avec de l'eau	0,18	[Réf. 2.58]
VIII	Tuyaux en fonte	1. Neufs	0,25 – 1,0	[Réf. 2.58]
		2. Neufs, revêtus de bitume	0,10 – 0,15	[Réf. 2.68]
		3. Asphaltés	0,12 – 0,30	[Réf. 2.63]
		4. Tuyauteries d'eau, depuis longtemps en service	1,4	[Réf. 2.53]
		5. Depuis longtemps en service, corrodés	1,0 – 1,5	[Réf. 2.68]
		6. Avec dépôts	1,0 – 1,5	[Réf. 2.63, 2.68]
		7. Dépôts importants	2,0 – 4,0	[Réf. 2.65, 2.68]
		8. Nettoyés après plusieurs années de service	0,3 – 1,5	[Réf. 2.68]
		9. Fortement corrodés	jusqu'à 3,0	[Réf. 2.61]
	B. Conduites et canaux en béton, en ciment, et autres			
I	Tuyaux en béton	1. Bonne surface, avec lissage	0,3 – 0,8	[Réf. 2.68]
		2. Conditions moyennes	2,5	[Réf. 2.68]
		3. Surface rugueuse	3 – 9	[Réf. 2.68]
II	Tuyaux en béton armé		2,5	[Réf. 2.47]
III	Tuyaux en fibrociment	1. Neufs	0,05 – 0,10	[Réf. 2.47]
		2. Durée moyenne d'utilisation	≈ 0,60	[Réf. 2.47]
IV	Tuyaux en ciment	1. Lissés	0,3 – 0,8	[Réf. 2.65]
		2. Bruts	1,0 – 2,0	[Réf. 2.47, 2.65]
		3. Solution de ciment non lissée aux joints	1,9 – 6,4	[Réf. 2.61]

TABLEAU 2.1

Groupe	Types de tuyaux et de matériaux	Etat de la surface des tuyaux et conditions d'exploitation	Δ, *mm*	Référence à l'original
V	Canal avec enduit de ciment	1. Bon enduit en ciment pur avec joints lissés (toutes les inégalités sont supprimées) travaillé avec un coffrage métallique	0,05 – 0,22	[Réf. 2.61]
		2. Avec lissage	0,5	[Réf. 2.47]
VI	Enduit sur toile métallique		10 – 15	[Réf. 2.18]
VII	Canaux en grès vernissé		1,4	[Réf. 2,47]
VIII	Dalles en béton de scorie		1,5	[Réf. 2.18]
IX	Dalles en béton de scorie, de sciure et d'albâtre	Dalles soigneusement exécutées	1,0 – 1,5	[Réf. 2.18, 2.58]
	C. Conduites en bois, en contre-plaqué, et en verre			
I	Tuyaux en bois	1. Planches très soigneusement rabotées	0,15	approximativement
		2. Planches bien rabotées	0,30	approximativement
		3. Planches non rabotées, bien ajustées	0,70	approximativement
		4. Planches plus grossières	1,00	[Réf. 2.68]
		5. Tuyaux en douves	0,60	[Réf. 2.47]
II	Tuyaux en contre-plaqué	1. En bon contre-plaqué de bouleau avec disposition transversale des fibres	0,12	[Réf. 2.3]
		2. En bon contre-plaqué de bouleau avec disposition longitudinale des fibres	0,03 – 0,05	[Réf. 2.3]
III	Tubes en verre	Verre pur	0,0015 – 0,010	[Réf. 2.63]

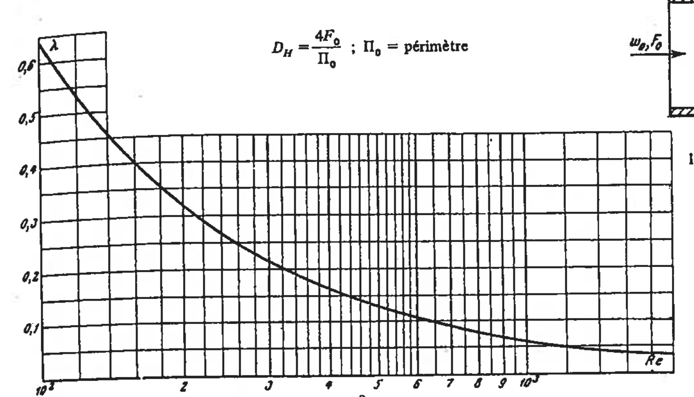
2.4. LISTE DES DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE FIGURANT DANS LE CHAPITRE II

Désignation des diagrammes	Source	Numéro du diagramme	Remarques
Conduite (canal). Coefficient de perte de charge par frottement en régime laminaire Re < 2000	Formule de : Hagen-Poiseuille [Réf. 2.59 et 2.67]	2.1	
Conduite (canal) à parois lisses. Coefficient de perte de charge par frottement pour Re > 2000	Al'tsul [Réf. 2.8] Blasius [Réf. 2.57] Karman [Réf. 2.27] Konakov [Réf. 2.29] Murin [Réf. 2.32] Nikuradse [Réf. 2.34] Prandtl [Réf. 2.40] Filonenko [Réf. 2.48] Jakimov [Réf. 2.56]	2.2	La variation maximale de λ entre toutes les formules atteint 3 à 4 %
Conduite (canal) à rugosité homogène des parois. Coefficient de perte de charge par frottement pour Re > 2000	Nikuradse [Réf. 2.66]	2.3	Extrapolation des données expérimentales
Conduite (canal) à rugosité hétérogène (conduites industrielles). Coefficient de perte de charge par frottement pour Re > 2000	Adamov [Réf. 2.5] Al'tsul [Réf. 2.11] Colebrook [Réf. 2.58] Lobaev [Réf. 2.30] Murin [Réf. 2.32] Filonenko [Réf. 2.48] Frenkel' [Réf. 2.51]	2.4	La variation maximale de λ entre toutes les formules atteint 3 à 4 %
Conduite (canal) à parois rugueuses. Coefficient de perte de charge par frottement. Régime de la loi quadratique de perte de charge $\left(Re_{lim} > \frac{560}{\bar{\Delta}}\right)$	Prandtl [Réf. 2.40] Nikuradse [Réf. 2.66]	2.5	Formule calculée
Tuyaux à joints soudés. Coefficient de perte de charge par frottement	Sevelev [Réf. 2.52]	2.6	Données expérimentales. S'en servir jusqu'à spécification par nouvelles expériences
Canalisation d'eau en acier et en fonte, compte tenu de l'accroissement de leur résistance en cours d'exploitation. Coefficient de perte de charge par frottement.	Sevelev [Réf. 2.52]	2.7	Données expérimentales
Tuyaux en caoutchouc armé. Coefficient de perte de charge par frottement	Tol'cman et Sevelev [Réf. 2.46]	2.8	Données expérimentales
Tuyaux en caoutchouc neuf lisse. Coefficient de perte de charge par frottement	Tol'cman et Sevelev [Réf. 2.46]	2.9	Données expérimentales
Tuyaux en caoutchouc armé lisse. Coefficient de perte de charge par frottement	Tol'cman et Sevelev	2.10	Données expérimentales
Tuyaux en toile caoutchoutée. Coefficient de perte de charge par frottement	Adamov	2.11	Données expérimentales
Tuyau en contre-plaqué (en bouleau à fibres longitudinales). Coefficient de perte de charge par frottement en régime turbulent	Adamov et Idel'cik [Réf. 2.3]	2.12	Données expérimentales

2.5. DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE PAR FROTTEMENT

Conduite (Canal). Coefficient de perte de charge par frottement en régime laminaire Re < 2 000	Chapitre II Diagramme 2.1

$D_H = \frac{4F_0}{\Pi_0}$; Π_0 = périmètre



a

1) Section circulaire :

$$\lambda = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g} \cdot \frac{l}{D_H}} = \frac{64}{Re}$$

(graphique *a*).

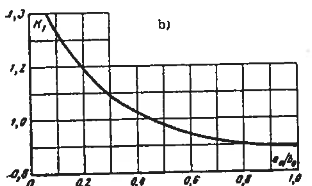
2) Section rectangulaire (rapport des côtés a_0/b_0 compris entre 0 et 1) :

$$\lambda_{rect} = k_1 \lambda$$

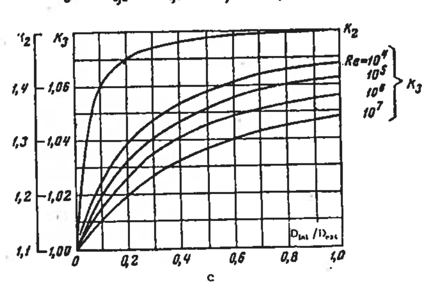
où k_1 est exprimé en fonction de a_0/b_0 sur le graphique *b*.

Re	100	200	300	400	500	600
λ	0,640	0,320	0,213	0,160	0,128	0,107
Re	700	800	900	1 000	1 100	1 200
λ	0,092	0,080	0,071	0,064	0,058	0,053
Re	1 300	1 400	1 500	1 600	1 700	1 800
λ	0,049	0,046	0,043	0,040	0,038	0,036
Re	1 900	2000				
λ	0,034	0,032				

a_0/b_0	k_1
0	1,50
0,1	1,34
0,2	1,20
0,4	1,02
0,6	0,94
0,8	0,90
1,0	0,89



$\frac{D_{int}}{D_{ext}}$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	1,0
Re < 2.10³										
k_2	1,0	1,40	1,45	1,47	1,48	–	1,49	–	–	1,50
Re = 10⁴										
k_3	1,0	1,03	1,04	1,05	1,05	1,06	1,06	1,07	1,07	1,07
Re = 10⁵										
k_3	1,0	1,02	1,03	1,04	1,05	1,05	1,06	1,06	1,06	1,06
Re = 10⁶										
k_3	1,0	1,02	1,03	1,04	1,04	1,05	1,05	1,05	1,05	1,06
Re = 10⁷										
k_3	1,0	1,01	1,02	1,03	1,03	1,04	1,04	1,04	1,05	1,05



c

3) Section annulaire (D_{int} diamètre du cylindre intérieur, D_{ext} diamètre du cylindre extérieur) :

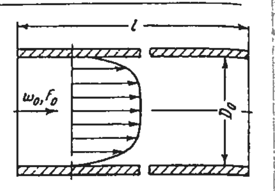
$$\lambda_{ann} = k_2 \lambda,$$

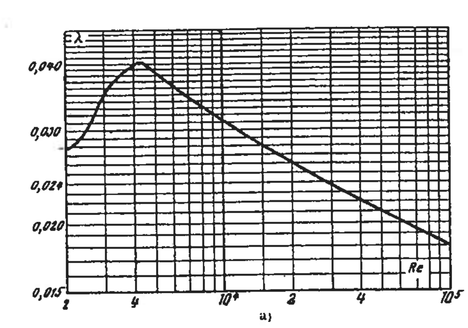
où k_2 est exprimé en fonction de D_{int}/D_{ext} sur le graphique c ; $Re = w_0 D_H/\nu$;

Les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3, *b*).

Conduite (Canal) à parois lisses. Coefficient de perte de charge par frottement pour Re > 2 000	Chapitre II
	Diagramme 2.2

$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre





a)

1) Section circulaire et rectangulaire ($a_0/b_0 \cong 0,5$ à 2).

1) $2000 \leqslant \text{Re} \leqslant 4000$. λ est déterminé d'après la graphique *a*).

2) $4000 < \text{Re} < 100000$

$$\lambda = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}\frac{l}{D_H}} = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{\text{Re}}}$$

est déterminé d'après le graphique *a*).

3) $\text{Re} > 4000$

$$\lambda = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}\frac{l}{D_H}} = \frac{1}{(1,8 \log \text{Re} - 1,64)^2}$$

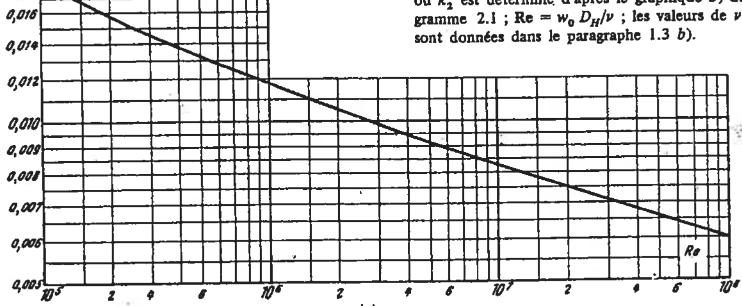
est déterminé sur les graphiques *a*) et *b*).

2) Section annulaire :



$$\lambda_{ann} = k_2 \lambda$$

où k_2 est déterminé d'après le graphique *b*) du diagramme 2.1 ; $\text{Re} = w_0 D_H/\nu$; les valeurs de ν sont sont données dans le paragraphe 1.3 *b*).



b)

Re	2.10³	2,5.10³	3.10³	4.10³	5.10³	6.10³	8.10³	10⁴	1,5.10⁴	2.10⁴	3.10⁴	4.10⁴
λ	0,052	0,046	0,045	0,041	0,038	0,036	0,033	0,032	0,028	0,026	0,024	0,022

Re	5.10⁴	6.10⁴	8.10⁴	10⁵	1,5.10⁵	2.10⁵	3.10⁵	4.10⁵	5.10⁵	6.10⁵	8.10⁵	10⁶
λ	0,021	0,020	0,019	0,018	0,017	0,016	0,015	0,014	0,013	0,013	0,012	0,012

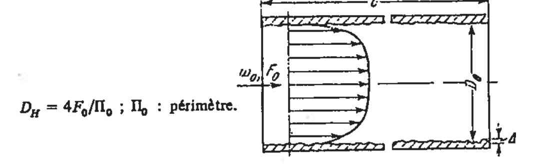
Re	1,5.10⁶	2.10⁶	3.10⁶	4.10⁶	5.10⁶	8.10⁶	10⁷	1,5.10⁷	2.10⁷	3.10⁷	6.10⁷	8.10⁷	10⁸
λ	0,011	0,011	0,010	0,010	0,009	0,009	0,008	0,008	0,008	0,007	0,007	0,007	0,006

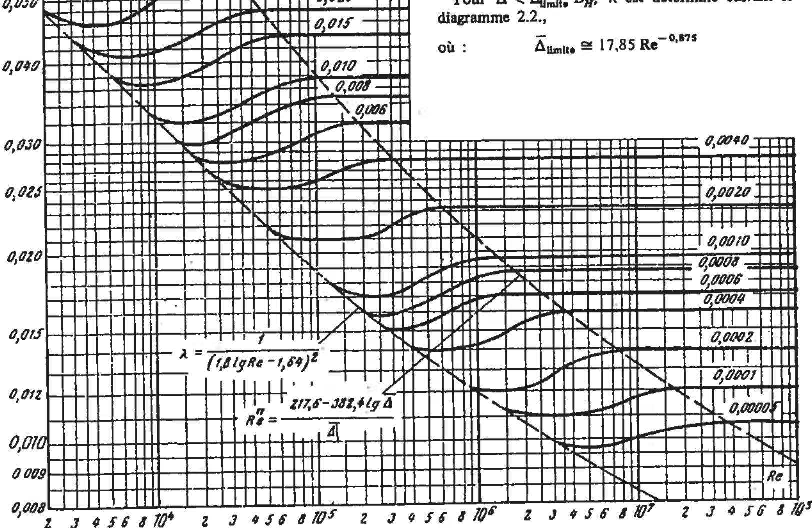
Conduite (Canal) à rugosité homogène des parois Coefficient de perte de charge par frottement pour Re > 2 000	Chapitre II
	Diagramme 2.3

1) Section circulaire et rectangulaire ($a_0/b_0 \cong 0,5$ à 2) :

$$\lambda = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}\cdot\frac{l}{D_H}} = \frac{1}{[a_1 + b_1 \log(\text{Re}\sqrt{\lambda}) + c_1 \log \bar{\Delta}]^2}$$

λ est déterminé suivant le graphique *a*) et le tableau 2.2 (Cf. page 70) ; les valeurs a_1, b_1, c_1 sont données dans le tableau ci-dessous.





2) Section annulaire

$$\lambda_{ann} = k_3 \lambda,$$

où k_3 est déterminé suivant le graphique *b*) du diagramme 2.1 ; $\text{Re} = w_0 D_H/\nu$; $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$; Δ : hauteur moyenne des aspérités de rugosité dont les valeurs sont données dans le tableau 2.1 ; les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3 *b*).

Pour $\Delta < \bar{\Delta}_{limite} D_H$, λ est déterminé suivant le diagramme 2.2.,

où : $\bar{\Delta}_{limite} \cong 17,85\,\text{Re}^{-0,875}$

$\bar{\Delta}\,\text{Re}\sqrt{\lambda}$	a_1	b_1	c_1
3,6 – 10	– 0,800	2,000	0
10 – 20	0,068	1,130	– 0,870
20 – 40	1,538	0,000	– 2,000
40 – 191,2	2,471	– 0,588	– 2,588
> 191,2	1,138	0	– 2,000

Conduite (Canal) à rugosité homogène des parois **Coefficient de perte de charge par frottement pour Re > 2 000** **(suite au diagramme 2.3)**	**Chapitre II** **Tableau 2.2**

Ce tableau donne les valeurs de λ pour diverses valeurs de **Re** $\geqslant 2 \cdot 10^3$ et pour diverses valeurs de $\bar{\Delta} = \Delta / D_H$ comprises entre 0,05 et 0,00005.

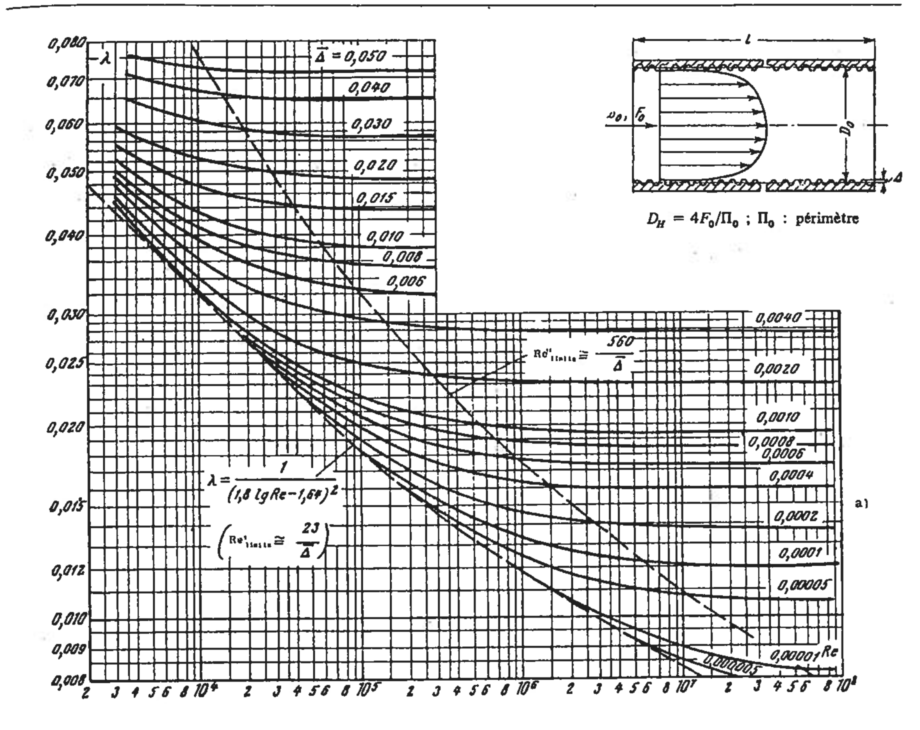
valeurs de λ

$\bar{\Delta} = \Delta/D_H$ \ Re	2.10^3	4.10^3	6.10^3	10^4	2.10^4	4.10^4	6.10^4	10^5	2.10^5
0,05	0,056	0,060	0,063	0,069	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072
0,04	0,053	0,053	0,055	0,060	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065
0,03	0,048	0,046	0,046	0,050	0,056	0,057	0,057	0,057	0,057
0,02	0,048	0,042	0,041	0,042	0,044	0,048	0,049	0,049	0,049
0,015	0,048	0,042	0,038	0,037	0,039	0,042	0,044	0,044	0,044
0,010	0,048	0,042	0,038	0,033	0,032	0,035	0,036	0,038	0,038
0,008	0,048	0,042	0,038	0,033	0,030	0,032	0,033	0,035	0,035
0,006	0,048	0,042	0,038	0,033	0,028	0,028	0,029	0,030	0,032
0,004	0,048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,025	0,025	0,026	0,028
0,002	0,048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,023	0,021	0,021	0,021
0,001	0,048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,023	0,021	0,018	0,017
0,0008	0,048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,023	0,021	0,018	0,016
0,0006	0,048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,023	0,021	0,018	0,016
0,0004	0,048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,023	0,021	0,018	0,016
0,0002	0.048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,023	0,021	0,018	0,016
0,0001	0,048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,023	0,021	0,018	0,016
0,00005	0,048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,023	0,021	0,018	0,016

valeurs de λ

$\bar{\Delta} = \Delta/D_H$ \ Re	4.10^5	6.10^5	10^6	2.10^6	4.10^6	6.10^6	10^7	2.10^7	$>10^8$
0,05	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072
0,04	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065
0,03	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057
0,02	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049
0,015	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044
0,010	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038
0,008	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035.	0,035	0,035
0,006	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032
0,004	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028
0,002	0,022	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023
0,001	0,018	0,018	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020
0,0008	0,016	0,017	0,018	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019
0,0006	0,015	0,016	0,017	0,017	0,017	0,017	0,017	0,017	0,017
0,0004	0,014	0,014	0,014	0,015	0,016	0,016	0,016	0,016	0,016
0,0002	0,014	0,013	0,012	0,012	0,013	0,014	0,014	0,014	0,014
0,0001	0,014	0,013	0,012	0,011	0,011	0,011	0,012	0,012	0,012
0,00005	0,014	0,013	0,012	0,011	0,010	0,010	0,010	0,010	0,011

Conduite (Canal) à rugosité hétérogène des parois **(Conduites industrielles). Coefficient de perte de charge par frottement**	**Chapitre II** **Diagramme 2.4**



$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre

1) Section circulaire ou rectangulaire ($a_0/b_0 = 0{,}5$ à 2)

$$\lambda = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g} \cdot \frac{l}{D_H}} = \frac{1}{\left[-2 \log \frac{2{,}51}{\text{Re}\sqrt{\lambda}} + \frac{\bar{\Delta}}{3{,}7}\right]^2}$$

ou dans l'intervalle $0{,}00008 < \bar{\Delta} < 0{,}0125$:

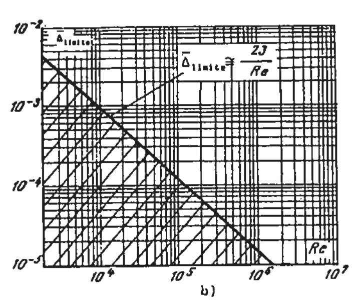
$$\lambda = 0{,}1 \left(1{,}46\, \bar{\Delta} + \frac{100}{\text{Re}}\right)^{0{,}25}$$

λ est déterminé suivant le graphique *a*) ou le tableau 2.3 (page 72).

2) Section annulaire :

$$\lambda_{ann} = k_3 \lambda$$

où k_3 est déterminé suivant le graphique *c*) du diagramme 2.1 ; $\text{Re} = w_0 D_H/\nu$; $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$; Δ : hauteur moyenne des aspérités de rugosité, dont les valeurs sont données dans le tableau 2.1 ; les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3, *b*).



b)

Pour $\Delta < \bar{\Delta}_{limite}\, D_H$, λ est déterminé suivant le diagramme 2.2 ; $\bar{\Delta}_{limite}$ est déterminé sur le graphique b) en fonction de Re.

Conduite (Canal) à rugosité hétérogène (Conduites industrielles). Coefficient de perte de charge par frottement pour Re > 2 000 (suite au diagramme 2.4)	Chapitre II
	Tableau 2.3

Ce tableau donne les valeurs de λ pour diverses valeurs de Re $\geqslant 3\cdot10^3$ et pour diverses valeurs de $\overline{\Delta} = \Delta/D_H$ comprises entre 0,05 et 0,000005.

valeurs de λ

$\overline{\Delta} = \Delta/D_H$ \ Re	3.10^3	4.10^3	6.10^3	10^4	2.10^4	4.10^4	6.10^4	10^5	2.10^5
0,05	0,077	0,076	0,074	0,073	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072
0,04	0,072	0,071	0,068	0,067	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065
0,03	0,065	0,064	0,062	0,061	0,059	0,057	0,057	0,057	0,057
0,02	0,059	0,057	0,054	0,052	0,051	0,050	0,049	0,049	0,049
0,015	0,055	0,053	0,050	0,048	0,046	0,045	0,044	0,044	0,044
0,010	0,052	0,049	0,046	0,043	0,041	0,040	0,039	0,038	0,038
0,008	0,050	0,047	0,044	0,041	0,038	0,037	0,036	0,035	0,035
0,006	0,049	0,046	0,042	0,039	0,036	0,034	0,033	0,033	0,032
0,004	0,048	0,044	0,040	0,036	0,033	0,031	0,030	0,030	0,028
0,002	0,045	0,042	0,038	0,034	0,030	0,027	0,026	0,026	0,024
0,001	0,044	0,042	0,037	0,032	0,028	0,025	0,024	0,023	0,021
0,0008	0,043	0,040	0,036	0,032	0,027	0,024	0,023	0,022	0,020
0,0006	0,040	0,040	0,036	0,032	0,027	0,023	0,022	0,021	0,018
0,0004	0,036	0,040	0,036	0,032	0,027	0,023	0,022	0,020	0,018
0,0002	0,036	0,040	0,036	0,032	0,027	0,022	0,021	0,019	0,017
0,0001	0,036	0,040	0,036	0,032	0,027	0,022	0,021	0,019	0,017
0,00005	0,036	0,040	0,036	0,032	0,027	0,022	0,021	0,019	0,016
0,00001	0,036	0,040	0,036	0,032	0,027	0,022	0,021	0,019	0,016
0,000005	0,036	0,040	0,036	0,032	0,027	0,022	0,021	0,019	0,016

valeurs de λ

$\overline{\Delta} = \Delta/D_H$ \ Re	4.10^5	6.10^5	10^6	2.10^6	4.10^6	6.10^6	10^7	2.10^7	$>10^8$
0,05	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072
0,04	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065
0,03	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057
0,02	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049
0,015	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044
0,010	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038
0,008	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035
0,006	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032
0,004	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028
0,002	0,024	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023
0,001	0,021	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020
0,0008	0,020	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019
0,0006	0,018	0,018	0,017	0,017	0,017	0,017	0,017	0,017	0,017
0,0004	0,017	0,017	0,016	0,016	0,016	0,016	0,016	0,016	0,016
0,0002	0,016	0,015	0,015	0,014	0,014	0,014	0,014	0,014	0,014
0,0001	0,015	0,014	0,013	0,013	0,012	0,012	0,012	0,012	0,012
0,00005	0,014	0,013	0,013	0,012	0,011	0,011	0,011	0,011	0,011
0,00001	0,014	0,013	0,012	0,011	0,010	0,009	0,009	0,009	0,009
0,000005	0,014	0,013	0,012	0,011	0,009	0,009	0,009	0,008	0,008

Conduite (Canal) à parois rugueuses. Coefficient de perte de charge par frottement Régime de la loi quadratique de perte de charge ($Re_{lim} > 560/\overline{\Delta}$)	Chapitre II
	Diagramme 2.5

1) Section circulaire et rectangulaire ($a_0/b_0 \cong 0{,}5$ à 2) :

$$\lambda = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}\cdot\frac{l}{D_H}} = \frac{1}{\left(2\log\cdot\frac{3{,}7}{\overline{\Delta}}\right)^2}$$

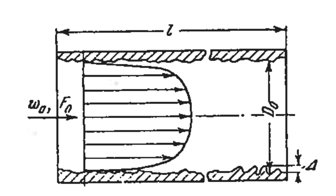
est déterminé sur la courbe $\lambda = f(\overline{\Delta})$

2) Section annulaire :

$$\lambda_{ann} = k_3\,\lambda,$$

où k_3 est déterminé suivant le graphique c) du diagramme 2.1 ; $\overline{\Delta} = \Delta/D_H$; Δ : hauteur moyenne des aspérités de rugosité, dont les valeurs sont données dans le tableau 2.1 ;

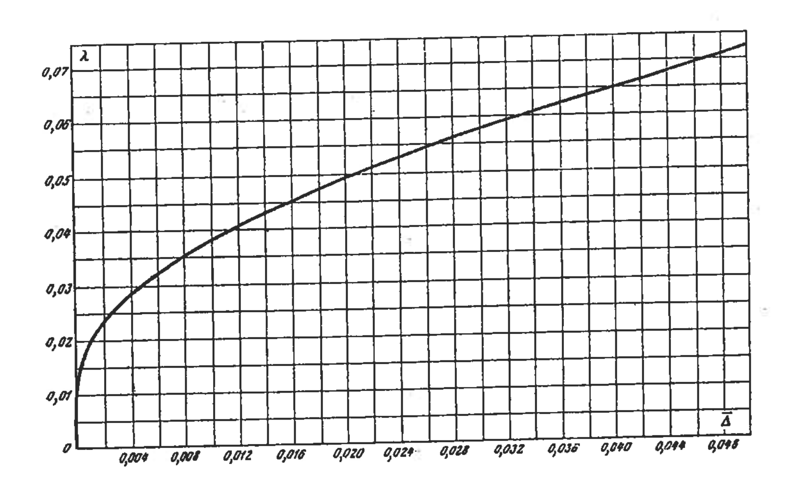
Les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3, b).



$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre

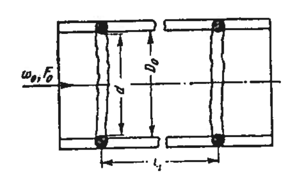
$\overline{\Delta} = \frac{\Delta}{D_H}$	0,00005	0,0001	0,0002	0,0003	0,0004	0,0005	0,0006	0,0007	0,0008	0,0009	0,001	0,002
λ	0,010	0,012	0,013	0,014	0,015	0,016	0,017	0,018	0,018	0,019	0,020	0,023

$\overline{\Delta} = \frac{\Delta}{D_H}$	0,003	0,004	0,005	0,006	0,008	0,010	0,015	0,020	0,025	0,030	0,035	0,040	0,045	0,050
λ	0,026	0,028	0,031	0,032	0,035	0,038	0,044	0,049	0,053	0,057	0,061	0,065	0,068	0,072



Tuyau à joints soudés. Coefficient de perte de charge par frottement	Chapitre II
	Diagramme 2.6

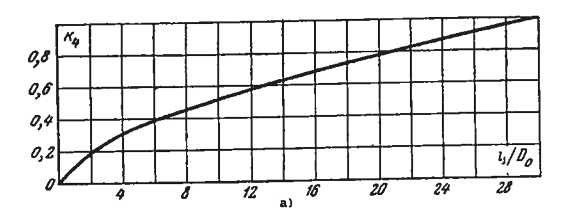
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = z\left(\lambda \frac{l_j}{D_0} + \zeta_j\right)$$



où : z = nombre de joints dans le tronçon,

λ = coefficient de perte de charge par frottement, exprimé en fonction de $\mathrm{Re} = w_0 D_0/\nu$ et $\bar{\Delta} = \Delta/D_0$ dans les diagrammes 2.2 et 2.5,

ζ_j = coefficient de perte de charge d'un joint :



a)

1) pour $l_j/D_0 < 30$,

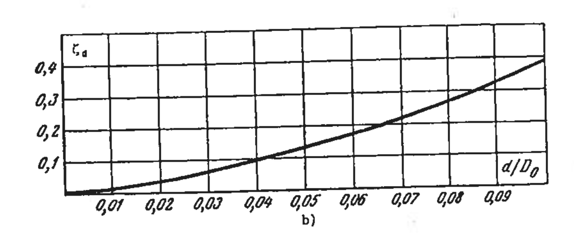
$$\zeta_j = \Delta H / \frac{\gamma w_0^2}{2g} = k_4 \zeta_d,$$

où: k_4 est déterminé sur le graphique *a*) en fonction de l_j/D_0,

ζ_d est déterminé sur le graphique *b*) en fonction de d/D_0,

l_j/D_0	k_4
4	0,30
8	0,45
12	0,58
16	0,68
20	0,78
24	0,87
30	1,00

d/D_0	ζ_d
0,01	0,015
0,02	0,035
0,03	0,06
0,04	0,09
0,05	0,13
0,06	0,17
0,07	0,27
0,08	0,26
0,09	0,32
0,10	0,38



b)

2) pour $l_j/D_0 \geqslant 30$,

$$\zeta_j = \Delta H / \frac{\gamma w_0^2}{2g} = \zeta_d.$$

Canalisation d'eau en acier et en fonte, compte tenu de l'accroissement de leur résistance en cours d'exploitation. Coefficient de perte de charge par frottement	Chapitre II
	Diagramme 2.7

1) $\mathrm{Re} = w_0 D_0/\nu < 9{,}2.10^5 D_0$:

$$\lambda = \left(\frac{1{,}5.10^{-6}}{D_0} + \frac{1}{\mathrm{Re}}\right)^{0{,}3}$$

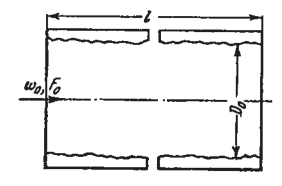
est déterminé suivant le graphique $\lambda = f(\mathrm{Re}, D_0)$.

2) $\mathrm{Re} \geqslant 9{,}2.10^5 D_0$:

$$\lambda = \frac{0{,}021}{D_0^{0{,}3}}$$

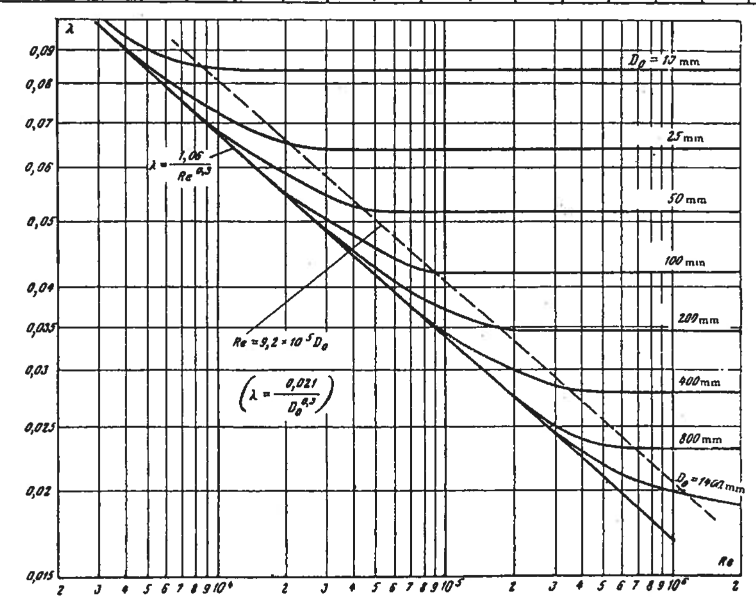
est déterminé suivant le graphique $\lambda = f(\mathrm{Re}, D_0)$.

(D_0 est en mètres) ; les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3 *b*).



Valeurs de λ

D_0, mm	Re															
	3.10^3	4.10^3	6.10^3	8.10^3	10^4	2.10^4	4.10^4	6.10^4	8.10^4	10^5	2.10^5	4.10^5	6.10^5	8.10^5	10^6	2.10^6
10	0,101	0,094	0,088	0,086	0,084	0,084	0,084	0,084	0,084	0,084	0,084	0,084	0,084	0,084	0,084	0,084
25	–	–	0,081	0,076	0,072	0,065	0,064	0,064	0,064	0,064	0,064	0,064	0,064	0,064	0,064	0,064
50	–	–	–	0,072	0,068	0,059	0,053	0,052	0,052	0,052	0,052	0,052	0,052	0,052	0,052	0,052
100	–	–	–	–	–	0,055	0,048	0,045	0,042	0,042	0,042	0,042	0,042	0,042	0,042	0,042
200	–	–	–	–	–	–	0,045	0,041	0,038	0,037	0,034	0,034	0,034	0,034	0,034	0,034
400	–	–	–	–	–	–	–	0,039	0,036	0,035	0,030	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028
800	–	–	–	–	–	–	–	–	–	0,033	0,028	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023
1400	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	0,027	0,023	0,021	0,021	0,020	0,019



Tuyaux en caoutchouc armé. Coefficient de perte de charge par frottement $Re = w_0 d_{élargi}/\nu > 4 \cdot 10^3$

Chapitre II

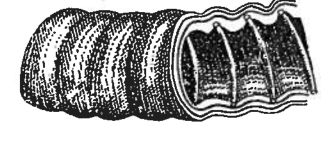
Diagramme 2.8

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \lambda \frac{l}{d_{élargi}}$$

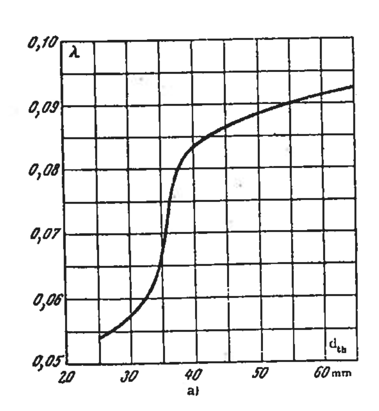
où: λ est exprimé en fonction du diamètre théorique d_{th}, dans le graphique *a*),

$d_{élargi}$: est le diamètre élargi, exprimé en fonction de la pression interne p_{atm} pour diverses valeurs d_{th}, dans le graphique *b*). Les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3, *b*).

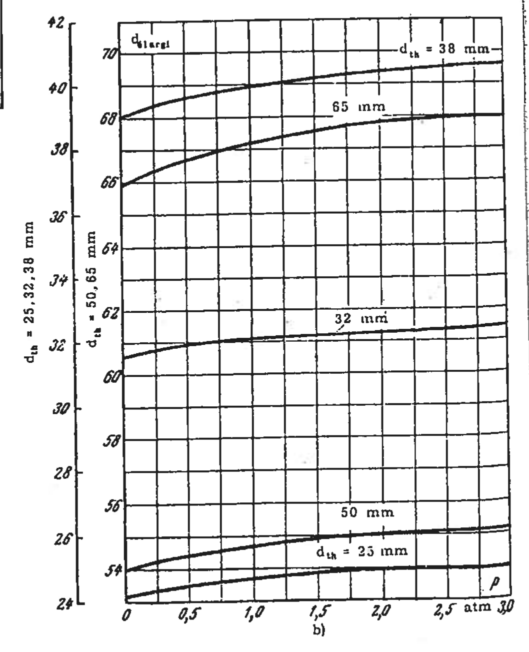
Caractéristiques du tuyau flexible					
Diamètre théorique intérieur d_{th}, *mm*	25	32	38	50	65
Diamètre du fil de fer en spirale, *mm*	2,8	2,8	2,8	3,0	3,4
Pas, *mm*	15,6	15,6	17,6	20,0	20,8
Garniture en tissu de 1,1 *mm* d'épaisseur, quantité	1	1	1	1	1
Couche de caoutchouc, *mm*	1,5	1,5	2,0	2,0	2,0
Bande de coton enroulée en spirale, diamètre, *mm*	1,8	1,8	1,8	1,8	1,8
Couche de caoutchouc, *mm*	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5
Garniture en tissu de 1,1 *mm* d'épaisseur, quantité	2	2	2	2	3



d_{th}, *mm*	25	32	38	50	65
λ	0,051 à 0,057	0,053 à 0,066	0,072 à 0,090	0,083 à 0,094	0,085 à 0,100



a)



b)

Tuyaux en caoutchouc lisse. Coefficient de perte de charge par frottement

Chapitre II

Diagramme 2.9

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \lambda \cdot \frac{l}{d_{élargi}},$$

où : $\lambda = A/Re^{0,265}$ est déterminé suivant la courbe $\lambda = f(Re)$ du graphique *a*),

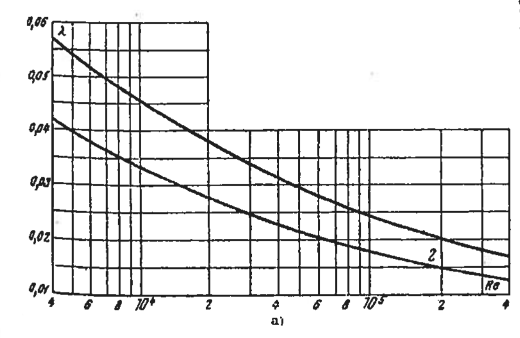
$A = 0,38$ à $0,52$ pour $Re = w_0 d_{élargi}/\nu$ compris entre 5000 et 120 000, et en fonction de la qualité des tuyaux,

$d_{élargi}$: diamètre élargi, est exprimé sur le graphique *b*) en fonction de la pression interne p_{atm} ;

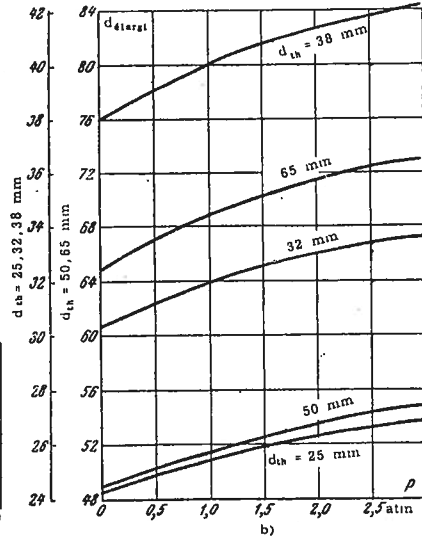
Les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3, *b*).

Caractéristiques du tuyau flexible					
Diamètre théorique intérieur d_{th}, *mm*	25	32	38	50	65
Couche de caoutchouc (intérieure), *mm*	2	2	2	2,2	2,2
Garniture en tissu de 1,1 *mm* d'épaisseur, quantité	2	2	2	3	3
Couche de caoutchouc (extérieure), *mm*	0,9	0,9	0,9	1,2	1,2

Re	4.10^3	6.10^3	10^4	2.10^4	4.10^4	6.10^4	10^5	2.10^5
1. $A = 0,52$								
λ	0,057	0,052	0,046	0,038	0,031	0,028	0,025	0,020
2. $A = 0,38$								
λ	0,042	0,038	0,033	0,028	0,023	0,020	0,018	0,015



a)



b)

Tuyaux en caoutchouc armé lisse. Coefficient de perte de charge par frottement

Chapitre II

Diagramme 2.10

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \lambda \frac{l_{\text{réel}}}{d_{\text{élargi}}},$$

où : λ est déterminé suivant les courbes

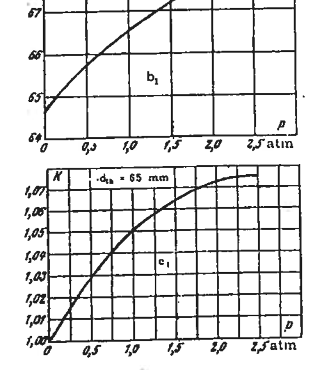
$$\lambda = f(\text{Re}, d_{\text{th}}, p_{\text{atm}})$$

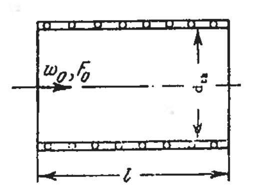
des graphiques *a*),

$d_{\text{élargi}}$: diamètre élargi, est déterminé en fonction de la pression interne moyenne p_{atm} suivant les graphiques *b*),

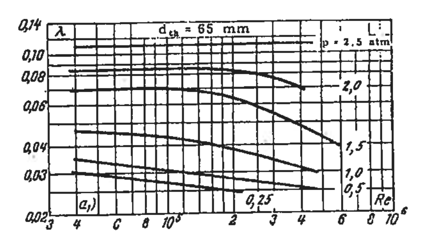
$l_{\text{réel}} = kl$, k étant déterminé en fonction de la pression interne moyenne p_{atm}, suivant les graphiques *c*),

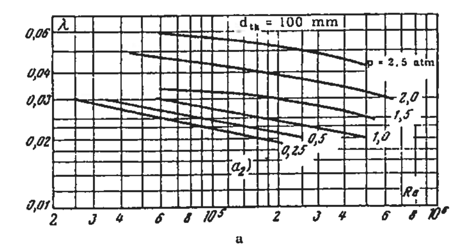
	Re	p_{atm} 0,25	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5
a_1	4.10⁴	0,03	0,04	0,05	0,07	0,09	0,11
	6.10⁴	0,03	0,03	0,05	0,07	0,09	0,11
	8.10⁴	0,03	0,03	0,05	0,07	0,09	0,11
	10⁵	0,03	0,03	0,04	0,07	0,09	0,11
	1,4.10⁵	0,03	0,03	0,04	0,07	0,09	0,11
	2.10⁵	0,03	0,03	0,04	0,06	0,08	0,11
	2,5.10⁵	–	0,03	0,04	0,06	0,08	0,11
	4.10⁵	–	0,03	0,03	0,05	0,07	–
a_2	2,5.10⁴	0,03	–	–	–	–	–
	4.10⁴	0,03	0,03	–	–	–	–
	6.10⁴	0,03	0,03	0,03	0,03	0,05	–
	8.10⁴	0,02	0,03	0,03	0,03	0,05	0,06
	10⁵	0,02	0,02	0,03	0,03	0,04	0,06
	1,4.10⁵	0,02	0,02	0,03	0,03	0,04	0,06
	2.10⁵	–	0,02	0,02	0,03	0,04	0,05
	2,5.10⁵	–	0,02	0,02	0,03	0,04	0,05
	4.10⁵	–	–	0,02	0,03	0,04	0,05
	6.10⁵	–	–	–	0,02	0,03	–



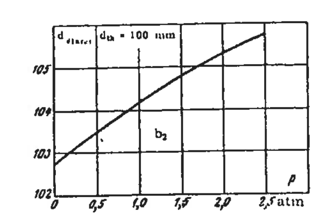


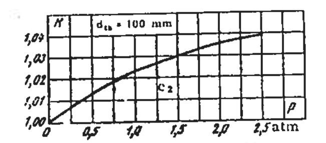
Re = $w_0 d_{\text{th}}/\nu$; les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3, *b*).





a





Tuyau en toile caoutchoutée. Coefficient de perte de charge par frottement

Chapitre II

Diagramme 2.11

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = z\left(\lambda \frac{l_j}{D_0} + \zeta_j\right),$$

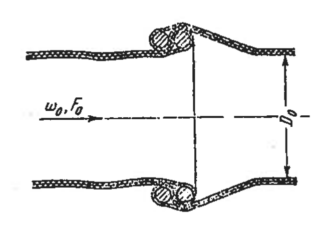
où : z nombre de raccords (joints),

l_j longueur d'un tronçon entre deux joints,

$\lambda = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g} \cdot \frac{l_j}{D_0}}$ est déterminé suivant le graphique *a*) pour différents degrés de tension du tuyau,

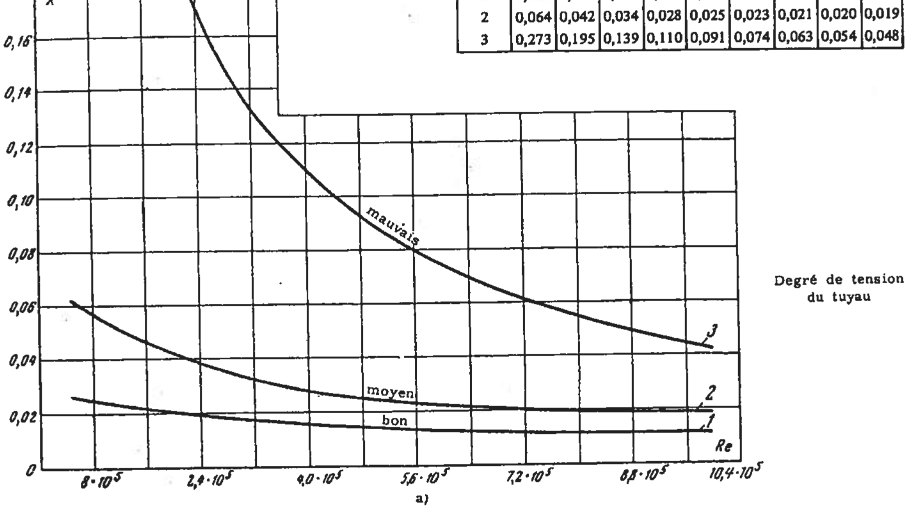
$\zeta_j = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé suivant le graphique *b*),

Re $= \frac{w_0 D_0}{\nu}$; les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3, *b*).



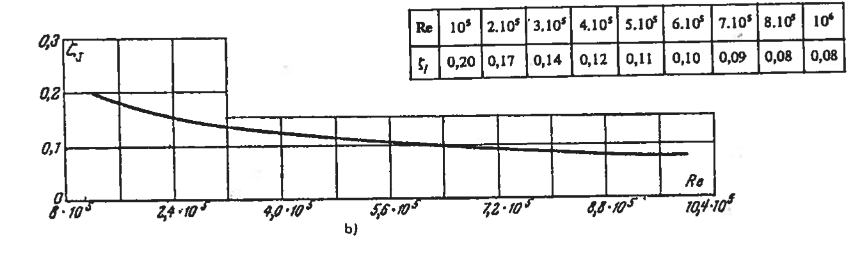
Valeurs de λ

Re / N°	10⁵	2.10⁵	3.10⁵	4.10⁵	5.10⁵	6.10⁵	7.10⁵	8.10⁵	9.10⁵
1	0,024	0,020	0,018	0,016	0,014	0,013	0,012	0,011	0,011
2	0,064	0,042	0,034	0,028	0,025	0,023	0,021	0,020	0,019
3	0,273	0,195	0,139	0,110	0,091	0,074	0,063	0,054	0,048



a)

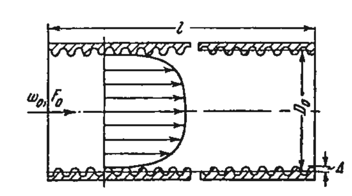
Re	10⁵	2.10⁵	3.10⁵	4.10⁵	5.10⁵	6.10⁵	7.10⁵	8.10⁵	10⁶
ζ_j	0,20	0,17	0,14	0,12	0,11	0,10	0,09	0,08	0,08



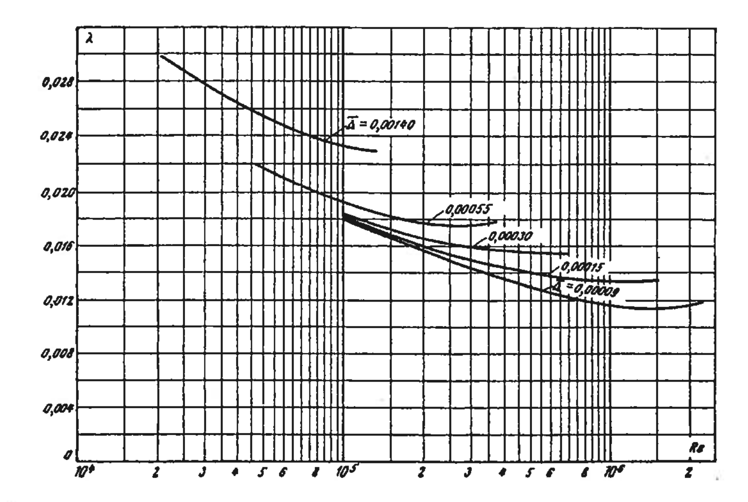
b)

Tuyau en contreplaqué (en bouleau à fibres longitudinales). Coefficient de perte de charge par frottement en régime turbulent	Chapitre II Diagramme 2.12

1) Section circulaire : $\lambda = \dfrac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g} \cdot \dfrac{l}{D_H}}$ est déterminé suivant les courbes $\lambda = f(\mathrm{Re})$ pour diverses valeurs de $\bar{\Delta}$; $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$; les valeurs de Δ : hauteur moyenne des aspérités de rugosité sont données dans le tableau 2.1 ; $\mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu$; les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3, *b*).



$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre.



$\bar{\Delta}$	Re													
	2.10^4	3.10^4	4.10^4	6.10^4	8.10^4	10^5	$1,5.10^5$	2.10^5	3.10^5	4.10^5	6.10^5	8.10^5	10^6	2.10^6
0,00140	0,030	0,028	0,027	0,025	0,024	0,023	–	–	–	–	–	–	–	–
0,00055	–	–	–	0,021	0,021	0,019	0,018	0,017	0,018	0,018	–	–	–	–
0,00030	–	–	–	–	–	0,018	0,017	0,017	0,016	0,016	0,016	–	–	–
0,00015	–	–	–	–	–	0,018	0,017	0,016	0,015	0,014	0,014	0,014	0,013	–
0,00009	–	–	–	–	–	0,018	0,017	0,016	0,014	0,014	0,013	0,012	0,012	0,011

CHAPITRE III

ENTRÉE DE L'ÉCOULEMENT DANS LES CONDUITES ET CANAUX

(Coefficients de perte de charge des troncons d'entrée)

3.1. DÉSIGNATIONS PRINCIPALES

F_0 – aire de la section la plus étroite du tronçon d'entrée, m^2 ;

F_1 – aire de la section la plus large du tronçon d'entrée, m^2 ;

F_{ouv} – aire de la section libre (surface totale des ouvertures) d'une grille ou d'un diaphragme, m^2 ;

F_p – surface frontale de la grille ou du diaphragme, m^2 ;

F_c – aire de la section contractée du jet à l'entrée dans un canal, une ouverture, m^2 ;

f_0 – surface d'une ouverture de grille, de grillage, m^2 ;

$\bar{f} = F_{ouv}/F_p$: coefficient de la section libre d'une grille, un grillage, ou un diaphragme ;

$n = F_1/F_0$: rapport de rétrécissement d'une conduite ou d'un canal ;

$\varepsilon = F_c/F_0$: coefficient de contraction du jet ;

Π_0 – périmètre de la section de la conduite ou du canal et d'une ouverture de grille (ou de diaphragme), m ;

D_0, D_1, D_{ouv}, D_c : diamètres respectivement de la section la plus étroite et de la section la plus large du tronçon, d'une ouverture de grille ou de diaphragme et de la section contractée du jet à l'entrée du canal, m ;

D_H – diamètre hydraulique (quadruple du rayon hydraulique) d'une section de conduite (ou de canal), m ;

d_H – diamètre hydraulique d'une ouverture de grille ou de diaphragme, m ;

b'_1 – largeur de la fente d'une grille à persiennes normalisée, distance entre les barreaux perpendiculairement à leur direction, m ;

b – distance entre le bord extrême du tronçon d'entrée et la paroi dans laquelle est encastrée la conduite (ou le canal), m ;

h – distance entre l'écran et l'ouverture d'entrée, m ;

l – longueur du tronçon d'entrée convergent (tubulure conique), profondeur des canaux d'une grille, m ;

r – rayon de courbure du bord de l'entrée (collecteur circulaire), du bord des ouvertures d'une grille ordinaire ou d'une grille à persiennes normalisée, m ;

δ_1 – épaisseur de la paroi au bord, m ;

α – angle au centre du rétrécissement du tronçon d'entrée (tubulure conique), angle du biseau d'une ouverture de grille ;

w_0, w_1, w_{ouv}, w_c : vitesse moyenne de l'écoulement respectivement dans la section la plus étroite, la section la plus large, dans les ouvertures des grilles (grillages ou diaphragmes), et dans la section contractée du jet, m/s ;

ΔH – pertes de charge à l'entrée, kgp/m^2 ;

ζ – coefficient de perte de charge à l'entrée.

3.2. EXPLICATIONS ET RECOMMANDATIONS PRATIQUES

1. Lorsqu'un écoulement pénètre dans un tube (ou canal) droit à section constante (fig. 3.1), le phénomène est défini par deux paramètres : l'épaisseur relative δ_1/D_H de la paroi du bord d'entrée du tube et la distance relative b/D_H depuis son extrémité jusqu'à la paroi dans laquelle il est encastré.

La valeur maximale du coefficient de perte de

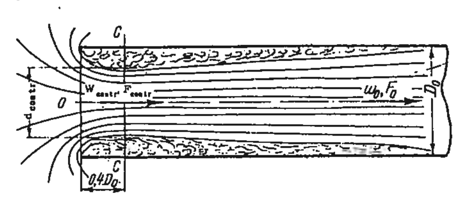


Fig. 3.1. — Schéma de l'écoulement pénétrant dans un tube droit, à partir d'un espace illimité

charge ζ d'un tronçon d'entrée droit est obtenue lorsque le bord est tout à fait effilé ($\delta_1/D_H = 0$) et que la distance entre l'extrémité du tube et la paroi où il est encastré est infiniment grande ($b/D_H = \infty$). Dans ce cas, $\zeta = 1{,}0$.

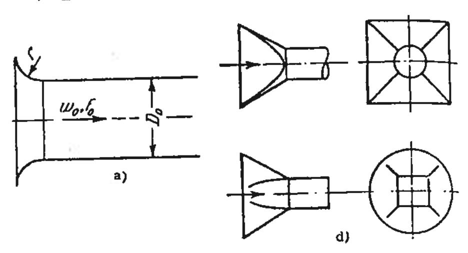
La valeur minimale du coefficient de perte de charge ζ, qui peut être atteinte quand le bord n'est pas effilé, est égale à 0,5. On obtient aussi cette valeur de ζ quand l'extrémité du tube est directement greffée sur la paroi ($b/D_H = 0$).

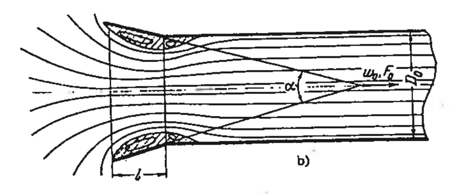
L'influence de la paroi sur le coefficient de perte de charge à l'entrée cesse pratiquement à se manifester dès que $b/D_H \geqslant 0.5$. Ce cas correspond à un écoulement pénétrant dans une conduite (ou un canal), dont le bord extrême est infiniment éloigné de la paroi.

2. En entrant dans un tube (ou canal) droit, l'écoulement contourne le bord de l'ouverture, mais si la forme de cette ouverture est insuffisamment arrondie, le courant se détache par inertie de la surface intérieure immédiatement au voisinage de l'entrée (fig. 3.1). Ce décollement du courant et la formation de tourbillons sont les principales causes de perte de pression à l'entrée. Le décollement des parois du tube entraîne la diminution de la section transversale (contraction) du jet. Pour une ouverture droite à bord effilé, le coefficient de contraction est $\varepsilon = F_c/F_0$; dans le cas d'un écoulement turbulent il est égal à 1,5.

3. Si on donne une forme droite, biseautée ou arrondie, à la paroi de l'entrée, ou si on rapproche l'extrémité du tube de la paroi dans laquelle il est encastré, le mouvement de l'écoulement autour du bord d'entrée est plus continu, et la zone de décollement diminue, grâce à quoi la perte de charge à l'entrée diminue aussi.

4. La diminution de perte de charge la plus importante se produit dans le cas d'un écoulement pénétrant par un collecteur continu tracé suivant un arc (cercle, lemniscate, etc, fig. 3-2, *a*). Ainsi, par exemple, pour un collecteur circulaire à rayon de courbure relatif élevé : $r/D_H = 0{,}2$, le coefficient de perte de charge ζ s'abaisse à 0,04 - 0,05 au lieu de $\zeta = 1$ pour $r/D_H = \delta_1/D_H = 0$ (arête vive).





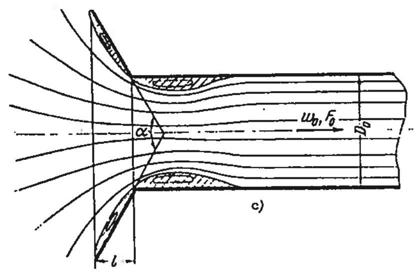


Fig. 3.2. — Schémas de tronçons d'entrée continus :
a) Collecteur tracé suivant un arc de cercle,
b) et c) Convergent (cône tronqué),
d) Elément de transition.

5. Une perte de charge relativement faible apparaît aussi lorsque l'écoulement pénètre par un collecteur à génératrices droites, en forme de cône tronqué (fig. 3-2, *b*, *c*) ou avec des éléments de transition faisant passer du carré au cercle, ou du cercle au carré (fig. 3-2, *d*). Le coefficient de perte de charge de ces collecteurs dépend autant de l'angle de rétrécissement α que de la longueur relative l/D_H. A chaque longueur du collecteur conique correspond une valeur optimale de α, pour laquelle le coefficient de perte de charge ζ a une valeur minimale. Pratiquement, l'optimum de α pour une large variation de l/D_H (de 0,1 à 1) se trouve dans l'intervalle 40° - 60°. Pour ces valeurs angulaires et, par exemple pour une longueur relative $l/D_H = 0{,}2$, le coefficient de perte de charge est égal seulement à 0,2.

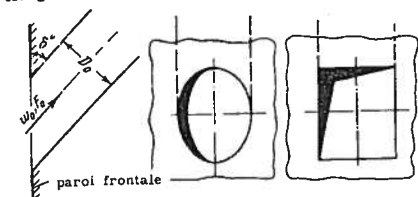


Fig. 3.3. — Entrée faisant un angle par rapport à la paroi

6. Lorsque le tronçon d'entrée est greffé sur la paroi frontale, sous un angle δ (fig. 3.3), la perte de charge à l'entrée augmente. Le coefficient de perte de charge est déterminé par la formule de Weisbach [Réf. 3.15]

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}} = 0{,}5 + 0{,}3 \operatorname{Cos} \delta + 0{,}2 \operatorname{Cos}^2 \delta \qquad (3.1)$$

7. L'installation d'un écran devant l'entrée (grillage, fig. 3.4) à une distance relative $h/D_H < 0{,}8$ à 1 augmente la perte de charge, et cela d'autant plus que l'écran est plus près de l'ouverture de la conduite (ou du canal) c'est-à-dire que h/D_H est plus faible.

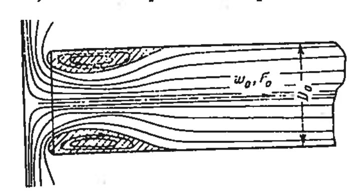


Fig. 3.4. — Entrée avec un écran en avant

Le coefficient de perte de charge pour des entrées de diverses épaisseurs, avec des bords arrondis ou biseautés, non encastrées dans une paroi, en présence d'un écran, peut être déterminé par la formule approchée de l'auteur [Réf. 3.3] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}} \cong \zeta' + \frac{\sigma_1}{n^2} \qquad (3.2)$$

où : ζ' : Coefficient tenant compte de l'effet de la forme du bord d'entrée et déterminé comme le ζ d'entrée, (Cf. diagrammes 3 . 1, 3 . 3 et 3 . 5) ;

σ_1 : Coefficient tenant compte de l'influence de l'écran et déterminé par la courbe de σ_1 en fonction de h/D_H, dans le diagramme 3 . 8.

Le coefficient de perte de charge des collecteurs continus greffés directement sur une paroi, en présence d'un écran, est déterminé par les courbes exprimant les relations $\zeta = f(h/D_H, r/D_H)$, dans le diagramme 3.4.

8. Dans les tronçons d'entrée où il y a un brusque rétrécissement, c'est-à-dire passage brusque d'une grande section F_1 à une section plus petite F_0 (fig. 3.5), le phénomène est analogue à celui qui se produit

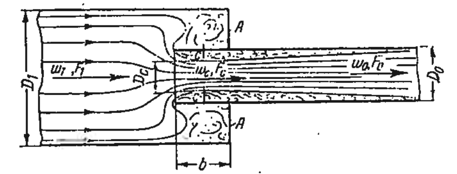


Fig. 3.5. — Figure schématique de l'écoulement dans un rétrécissement brusque

dans une entrée droite à partir d'un espace illimité. Seulement ici, pour les grands nombres de Reynolds ($\mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu > 10^4$), le coefficient de perte de charge dépend du rapport des sections F_0/F_1.

On calcule ce coefficient d'après la formule suivante de l'auteur [Réf. 3.1]

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta' \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right) \qquad (3.3)$$

ζ' : Coefficient d'atténuation de l'entrée, dépendant de la forme du bord d'entrée du canal étroit et équivalent au ζ d'entrée, (Cf. diagrammes 3 . 1, 3 . 3, 3 . 5 et 3 . 6).

Dans le cas où le bord d'entrée d'un canal étroit est greffé directement sur la paroi du fond d'un canal à section plus large (fig. 3.6 *a*), le coefficient de perte de charge peut varier entre les valeurs 0 et 0,5, mais dans le cas où ce bord est en avant (ajutage Borda), il varie entre les valeurs 0 et 1.

9. Pour les nombres de Reynolds compris entre 10 et 10^4, le coefficient de perte de charge dans une entrée avec rétrécissement brusque dépend non seulement du rapport des sections F_0/F_1, mais aussi du

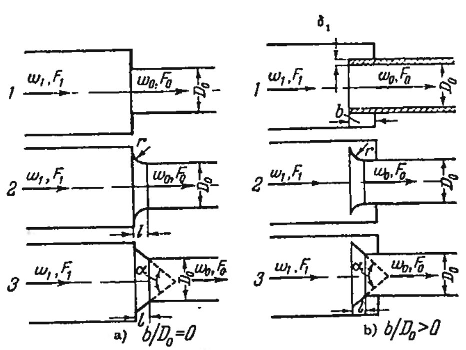


Fig. 3.6. — Rétrécissement brusque :

a) Le bord d'entrée du tuyau à section plus étroite est directement greffé à la paroi du fond du tuyau à section plus large,

b) Le bord d'entrée du tuyau à section plus étroite est en avant de la paroi du fond.

nombre de Reynolds, et pour $\mathbf{Re} < 10$, il dépend seulement de ce nombre.

Les valeurs de ζ pour un rétrécissement brusque, la section étroite étant directement greffée sur la paroi, peuvent être déterminées pour $10 < \mathbf{Re} < 10^4$ d'après les données de Karev [Réf. 3.5] indiquées sur le diagramme 3.10, et pour $\mathbf{Re} < 10$ d'après la formule ordinaire de perte de charge en régime laminaire :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{A}{\mathrm{Re}} \tag{3.4}$$

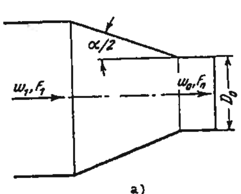
où, suivant les expériences de Karev [Réf. 3.5], $A \cong 27$.

10. La perte de charge d'un tronçon qui se rétrécit peut considérablement diminuer par une transition continue entre la section large et la section étroite à l'aide d'un collecteur, d'un convergent rectiligne ou curviligne (fig. 3.7). A mesure qu'augmente la régularité de la transition, les pertes dues au rétrécissement diminuent. Pour un rétrécissement de la section parfaitement régulier, quand l'angle de rétrécissement est très faible, ou que la partie qui se rétrécit est suffisamment longue, ainsi que lorsque cette partie a une génératrice curviligne très allongée, le courant ne décolle pas des parois, et les pertes de pression se réduisent aux pertes par frottement.

11 Le coefficient de perte de charge d'un convergent rectiligne (fig. 3.7 *a*) dans le cas général peut être déterminé approximativement d'après la formule :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \cong \zeta' \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right) + \zeta_f \tag{3.5}$$

Le premier terme du second membre est déterminé comme dans la formule (3.3); le deuxième terme ζ_f est égal au coefficient de perte de charge par frottement d'un divergent, avec les mêmes paramètres géométriques que pour le convergent (Cf. diagrammes 5.2 à 5.4).



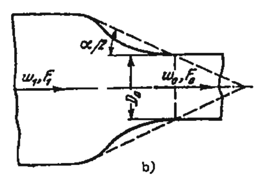


Fig. 3.7. — Convergents

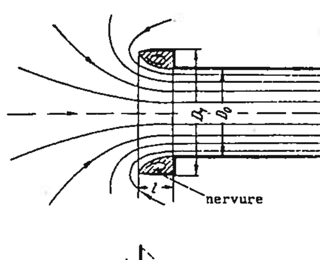
a) Rectiligne;

b) Curviligne.

Le coefficient de perte de charge d'un convergent curviligne continu (fig. 3.7, *b*) est déterminé, soit comme le coefficient de perte de charge par frottement d'un diffuseur curviligne, donné dans le diagramme 5.7, soit plus approximativement, comme le coefficient de frottement d'un convergent rectiligne avec le même rapport de rétrécissement et la même longueur, d'après les données des diagrammes 5.2 à 5.4 :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_f \tag{3.6}$$

12. Le coefficient de perte de charge des tronçons d'entrée dépend aussi de leur position et de la façon dont ils sont installés dans la paroi. En particulier, on peut obtenir un faible coefficient de perte de charge en disposant avant l'ouverture d'entrée une nervure ou un décrochement annulaire qui entourent l'ouverture (fig. 3.8). Si le bord de la nervure ou du



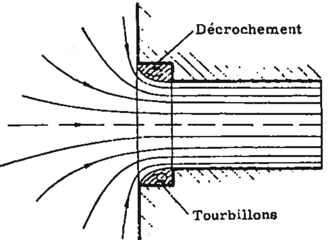


Fig. 3.8. — Entrée par un évasement annulaire

décrochement est effilé, il se produit à l'entrée de la partie ainsi élargie un décollement du courant. Le tourbillon qui se forme dans la zone de décollement favorise l'écoulement continu.

Les dimensions optimales de la portion élargie dans laquelle se forment les tourbillons doivent se rapprocher le plus possible des dimensions de la région de tourbillons jusqu'à la section la plus resserrée de la veine entrant dans un tuyau droit à arête vive, ou dans un tuyau inclus dans une paroi.

En effet, d'après les expériences de Khanjonkov [Réf. 3.11], le coefficient de perte de charge minimal $\zeta \cong 0{,}10$ est obtenu dans le cas d'une nervure pour $l/D_0 \cong 0{,}25$ et $D_1/D_0 \cong 1{,}3$ et dans le cas d'un décrochement pour $l/D_0 \cong 0{,}2$ et $D_1/D_0 \cong 1{,}2$.

Les valeurs de ζ pour diverses autres dispositions des tronçons d'entrée (dans une paroi et entre des parois) sont représentées sur les diagrammes 3.11 et 3.12.

13. Dans le cas d'un écoulement pénétrant latéralement dans un collecteur de section constante, par la première ouverture (fente), les pertes de pression sont beaucoup plus importantes que dans une entrée de face.

De plus, la perte de charge pour une entrée unilatérale est beaucoup plus petite que pour une entrée bilatérale par deux ouvertures diamètralement disposées (Cf. diagramme 3.13).

Sur ce dernier diagramme, on a indiqué les coefficients de perte de charge pour l'entrée dans une conduite à section circulaire, par une ouverture latérale de hauteur constante $h = 0{,}875\ D_0$ (d'après les expériences de l'auteur).

Pour une conduite rectangulaire, ainsi que pour des ouvertures à hauteur relative différente, le coefficient de perte de charge d'une entrée latérale peut différer un peu des valeurs données sur le diagramme 3.13*.

14. On a un exemple courant d'entrées par ouvertures latérales, avec les puits d'aération à section rectangulaire. Pour protéger les ouvertures des précipitations atmosphériques, elles sont munies de persiennes. Le coefficient de perte de charge de ces puits dépend aussi, non seulement de la surface relative des ouvertures, mais aussi de leur disposition mutuelle. Sur les diagrammes 3.14 et 3.15, on donne les coefficients de perte de charge des puits à ouvertures latérales, avec diverses positions les unes par rapport aux autres. De plus, les valeurs de ζ sont données pour des ouvertures avec ou sans persiennes fixes.

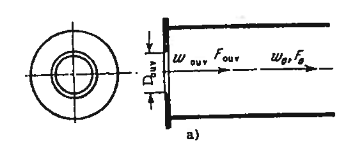
15. La perte de charge des cheminées d'entrée d'air avec une entrée directe, mais munies de parapluies (Cf. diagramme 3.16), est analogue à la perte de charge des entrées ordinaires munies d'un écran. Dans le cas de cheminées d'aération normales, à section circulaire, pour lesquelles l'épaisseur relative δ_1 des bords d'entrée est comprise entre 0,01 et 0,002, on peut négliger l'influence de ce paramètre et prendre pour toute cheminée la même valeur du coefficient de perte de charge ζ que pour celles dont le bord est effilé.

Pratiquement, on peut prendre la distance relative h/D_H entre le parapluie et le bord d'entrée de la cheminée, égale à 0,4. L'augmentation de cette distance nécessite l'installation d'un parapluie de dimensions excessivement grandes, à cause des risques de précipitations atmosphériques dans la cheminée.

Parmi toutes les constructions connues de cheminées, il faut recommander la cheminée avec un tronçon conique (diffuseur) à l'entrée. Cette cheminée se distingue par un coefficient de perte de charge minimal $\zeta = 0{,}48$ [Réf. 3.9].

16. Le coefficient de perte de charge pour une entrée par un diaphragme ou une grille (entrée avec élargissement brusque, $F_1 = \infty$; fig. 3.9), pour $\mathbf{Re} = w_{ouv}\, d_H/\nu > 10^4$, est calculé dans le cas géné-

(*) Des recherches plus détaillées sont en cours d'exécution.



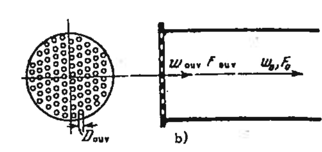


FIG. 3.9. — Entrée de l'écoulement dans un tronçon droit :
a) par un diaphragme
b) par une grille
F_{ouv} = section vive

ral (n'importe quelle forme des bords d'ouverture et n'importe quelle épaisseur) d'après la formule approchée de l'auteur [Réf. 3.2 et 3.3] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \left[\zeta' + (1 - \bar{f})^2 + \tau (1 - \bar{f}) + \lambda \frac{l}{d_H} \right] \frac{1}{\bar{f}^2} \quad (3.7)$$

où : ζ' : Coefficient d'atténuation de l'entrée, équivalent au ζ des tronçons d'entrée avec paroi frontale, Cf. diagrammes 3.1 à 3.3 et 3.6;

τ : Coefficient tenant compte de l'effet de l'épaisseur des parois de la grille ou du diaphragme, de la forme du bord de l'ouverture, et des conditions d'écoulement par l'ouverture ;

λ : Coefficient de perte de charge de l'unité de longueur relative (épaisseur de la grille), déterminé en fonction de Re et de $\bar{\Delta} = \Delta/d_H$ suivant les diagrammes 2.2 à 2.5;

$\bar{f} = F_{ouv}/F_0$ Coefficient de la section libre de la grille.

17. Dans le cas général, l'entrée par un diaphragme ou une grille est ramenée à un des cas particuliers suivants :

a. Bords effilés ($l/d_H \cong 0$), pour lesquels $\zeta' = 0,5$ et $\tau = 1,41$; l'expression (3.7) est ramenée à la formule suivante de l'auteur [Réf. 3.1 à 3.3] :

$$\lambda = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = (1,707 - \bar{f})^2 \frac{1}{\bar{f}^2} = \left(\frac{1,707}{\bar{f}} - 1\right)^2 \quad (3.8)$$

b. Bords non effilés; le coefficient $\zeta' = 0,5$ et τ est déterminé d'après la courbe $\tau = f(l/d_H)$; (graphique *a* du diagramme 3.18)*.

c. Bords biseautés dans le sens de l'écoulement ou arrondis, pour lesquels on prend $\lambda\, l/d_H = 0$, et $\tau \cong 2\sqrt{\zeta'}$; il en résulte :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = (1 + \sqrt{\zeta'} - \bar{f})^2 \frac{1}{\bar{f}^2} \quad (3.9)$$

où pour des bords biseautés dans la direction de l'écoulement, le coefficient ζ' est équivalent au ζ d'un collecteur conique à paroi frontale; il est exprimé en fonction de l'angle au centre α et de la longueur relative l/d_H, sur le graphique *b*) du diagramme 3.17. Pour des bords arrondis, le coefficient ζ' est équivalent au ζ du collecteur circulaire à paroi frontale, exprimé en fonction de r/d_H sur le graphique *c*) du même diagramme.

18. Pour **Re** $< 10^5$ et des bords effilés, on calcule le coefficient de perte de charge pour une entrée par une grille ou un diaphragme, à l'aide de la formule proposée par l'auteur [Réf. 3.4] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \left[\left(\frac{1}{\varphi^2} - 1\right) + \frac{0,342}{(\varepsilon_0^{Re})^2} (1,707 - \bar{f})^2 \right] \frac{1}{\bar{f}^2} \quad (3.10)$$

$$= \left[\zeta_\varphi + \bar{\varepsilon}_0^{Re} (1,707 - \bar{f})^2 \right] \frac{1}{\bar{f}^2}$$

où : φ : Coefficient de vitesse de l'écoulement par une ouverture à arête vive, dépendant de Re et $\bar{f}$;

ε_0^{Re} : Coefficient de contraction de la section à arête vive pour $F_{ouv}/F_0 = 0$, en fonction de **Re** ;

ζ_φ : $\left(\frac{1}{\varphi^2} - 1\right)$ est déterminé suivant la courbe $\zeta_\varphi = f_1$ (Re, $\bar{f}$) du graphique *a*) dans le diagramme 4.10 ;

$\bar{\varepsilon}_0^{Re}$: $\frac{0,342}{(\varepsilon_0^{Re})^2}$ est déterminé suivant la courbe $\bar{\varepsilon}_0^{Re} = f_2$ (Re) du même graphique *a*).

Pour **Re** $< 10^5$ et si les bords de l'ouverture sont droits, on calcule le coefficient de perte de charge à

(*) Le calcul des paragraphes *b* et *c* peut être effectué dans les cas pratiques, pour Re $\geqslant 10^4$.

l'entrée par une grille ou un diaphragme, à l'aide de la formule :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \left\{ \zeta_\varphi + \bar{\varepsilon}_0^{Re} \left[0,5 + (1 - \bar{f})^2 + \tau (1 - \bar{f}) + \lambda \frac{l}{d_H} \right] \right\} \frac{1}{\bar{f}^2} \quad (3.11)$$

19. Dans le cas où il se trouve un grillage à l'entrée de l'écoulement le coefficient global de perte de charge peut être déterminé approximativement comme la somme des coefficients de perte de charge du grillage et de l'entrée, c'est-à-dire :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \cong \zeta' + \frac{\zeta_g}{n^2} \quad (3.12)$$

où : ζ' : Coefficient de perte de charge de l'entrée sans grillage, équivalent au ζ pour une forme donnée du bord d'entrée ; (cf. les graphiques correspondants des diagrammes 3.1 à 3.6;

ζ_g : Coefficient de perte de charge du grillage, exprimé sur les graphiques correspondants du diagramme 8.6;

$n = F_1/F_0$: Rapport entre la section à l'endroit où se trouve le grillage et la section étroite de l'entrée.

20. Le coefficient de perte de charge d'une grille à persiennes fixes dépend autant de son coefficient de section libre $\bar{f} = F_{ouv}/F_p$ que de la profondeur relative des canaux l/b'_1. De plus, pour chaque coefficient de section vive de la grille, il existe une grandeur optimale de la profondeur relative pour laquelle on obtient le coefficient de perte de charge minimal. Par conséquent, on recommande de prendre en règle générale des grilles ayant les valeurs optimales de l/b'_1. Pour la détermination de cette grandeur, on peut se servir de la formule* :

$$\left(\frac{l}{b'_1}\right)_{opt} \cong 11 (1 - \bar{f}) \quad (3.13)$$

21. Dans les grilles normalisées à persiennes fixes, les bords d'entrée des lames sont biseautés suivant la verticale (fig. 3.10, *a*). Cependant, du point de vue résistance, il est plus avantageux de prendre des persiennes avec les bords biseautés suivant l'horizontale

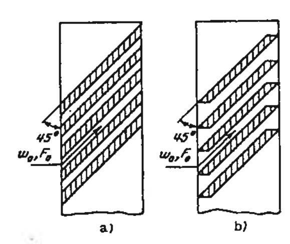


FIG. 3.10. — Grille à persiennes fixes
a) bords biseautés suivant la verticale (grille normalisée)
b) bords biseautés suivant l'horizontale (grille améliorée)

(fig. 3.10, *b*). La diminution de perte de charge atteint alors 40 % [Réf. 3.13].

22. Pour calculer le coefficient de perte de charge des grilles à persiennes fixes installées à l'entrée d'un canal, on peut proposer les formules suivantes* :

1) $l/b'_1 \geqslant (l/b'_1)_{opt}$.

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\gamma w_0^2/2g} = k \left[0,85 + \left(1 - \bar{f}\frac{F_p}{F_0}\right)^2 + \zeta_f \right] \frac{1}{\bar{f}^2} \left(\frac{F_0}{F_p}\right)^2$$

2) $l/b'_1 < (l/b'_1)_{opt}$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\gamma w_0^2/2g} = k \left[0,85 + \left(1 - \bar{f}\frac{F_p}{F_0}\right)^2 + \zeta_f \right] \frac{1}{\bar{f}^2} \left(\frac{F_0}{F_p}\right) + \Delta\zeta \quad (3.15)$$

où : $\Delta\zeta = 0,5[(11 - \bar{f}) - l/b'_1]$ (3.16)

$\zeta_f = \lambda\,(l/b'_1)$

k = 1,0 pour une grille normalisée — (bords d'entrée biseautés verticalement) ;

k = 0,6 pour une grille améliorée (bords d'entrée biseautés horizontalement) ;

λ = coefficient de perte de charge par frottement de l'unité de longueur relative (profondeur) des canaux des persiennes, déterminé en fonction de Re $= w_{ouv}\, b'_1/\nu$, sur les diagrammes 2.1 à 2.5 ;

$\bar{f} = F_{ouv}/F_p$: Coefficient de la section libre de la grille (Cf. diagramme 3.21 , page 107).

(*) Formule obtenue d'après les travaux de Bevier [Réf. 3.13].

(*) Ces formules correspondent, d'une manière satisfaisante, aux données expérimentales de Bevier et de Kobb [Réf. 3.14].

3.3. LISTE DES DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE DU CHAPITRE III

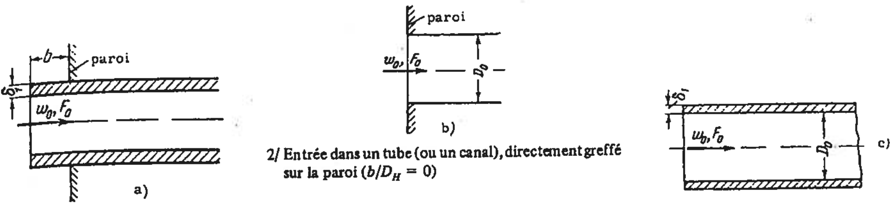
Désignation des diagrammes	Source	Numéro du diagramme	Remarques
Entrée droite dans une conduite (ou un canal) à section constante, $Re > 10^4$	Idel'cik [Réf. 3.1]	3.1	Une partie des courbes est obtenue approximativement par extrapolation des données expérimentales
Entrée droite dans une conduite (ou un canal) installée dans la paroi sous un angle quelconque $\delta°$, $Re > 10^4$	Weisbach [Réf. 3.15]	3.2	Données expérimentales
Collecteur continu, tracé suivant un arc de cercle, sans écran, $Re > 10^4$	Idel'cik [Réf. 3.1]	3.3	Données expérimentales
Collecteur continu, tracé suivant un arc de cercle, avec paroi frontale plane et un écran, $Re > 10^4$	Nosova [Réf. 3.6]	3.4	Données expérimentales
Collecteur conique sans paroi frontale	Idel'cik [Réf. 3.1]	3.5	Une partie des courbes est obtenue approximativement par extrapolation des données expérimentales
Collecteur conique avec paroi frontale	Idel'cik [Réf. 3.1]	3.6	Une partie des courbes est obtenue approximativement par extrapolation des données expérimentales.
Entrée avec rétrécissement progressif (convergent) $Re < 10^4$	Idel'cik [Réf. 3.1]	3.7	Approximativement
Entrées diverses avec écran, $Re \geqslant 10^4$	Idel'cik [Réf. 3.1]	3.8	Données expérimentales
Entrées diverses avec rétrécissement brusque, $Re > 10^4$	Idel'cik [Réf. 3.1]	3.9	Formule calculée
Entrée avec rétrécissement brusque ; section d'entrée dans la paroi frontale, $Re \leqslant 10^4$	Karev [Réf. 3.5]	3.10	Données expérimentales ; une partie des courbes est obtenue approximativement par extrapolation
Entrées droites avec différents montages dans la paroi frontale, $Re > 10^4$	Idel'cik [Réf. 3.1]	3.11	Données expérimentales
Entrées droites avec différents montages entre les parois, $Re > 10^4$	Idel'cik [Réf. 3.1]	3.12	Données expérimentales
Entrée latérale dans une conduite droite à section circulaire par la première ouverture, $Re = w_{ouv}\, b/\nu > 10^4$	Idel'cik [Réf. 3.1]	3.13	Données expérimentales de l'auteur
Cheminées droites d'aspiration d'air à section rectangulaire ; ouvertures latérales avec ou sans grilles à persiennes fixes	Nosova et Tarasov [Réf. 3.7]	3.14	Données expérimentales
Cheminées d'aspiration avec coude à angle droit, section rectangulaire ; ouvertures latérales avec ou sans grilles à persiennes fixes	Nosova et Tarasov [Réf. 3.7]	3.15	Données expérimentales
Cheminées droites à section circulaire, $Re > 10^4$	Khanzonkov [Réf. 3.9]	3.16	Données expérimentales
Entrée dans une conduite droite (ou un canal) par un diaphragme ou une grille ; ouvertures à arêtes vives ($l/d_H = 0$ à 0,015)	Idel'cik [Réf. 3.1]	3.17	Formule calculée
Entrée dans une conduite (ou un canal) droit par un diaphragme ou une grille ; ouvertures à arête droite	Idel'cik [Réf. 3.2]	3.18	Formule calculée
Entrée dans une conduite (ou un canal) droit par un diaphragme ou une grille ; ouvertures à bords biseautés suivant l'écoulement ou à bords arrondis $Re > 10^3$	Idel'cik [Réf. 3.2]	3.19	Formule calculée
Entrées diverses dans une conduite (ou un canal) avec un grillage à l'entrée.	Idel'cik [Réf. 3.2]	3.20	Approximativement
Entrée dans un canal droit à travers une grille à persiennes fixes	Idel'cik [Réf. 3.2]	3.21	D'après la formule approximative de l'auteur en tenant compte des expériences de Beriev [Réf. 3.13] et Kobb [Réf. 3.14]
Entrée dans un canal droit à travers des grilles ouvragées formées d'une plaque perforée ou coulée, avec ouvertures de formes quelconques	Idel'cik [Réf. 3.2]	3.22	Approximativement, d'après la formule calculée de l'auteur pour une entrée à travers une grille plane.

3.4. DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE

Entrée droite dans une conduite (ou un canal) à section constante $Re = w_0 D_H/\nu > 10^4$

Chapitre III

Diagramme 3.1



1/ Entrée dans un tube (ou un canal), encastré dans une paroi à une distance finie ($b/D_H < 0{,}5$).

2/ Entrée dans un tube (ou un canal), directement greffé sur la paroi ($b/D_H = 0$)

3/ Entrée dans un tube (ou un canal), éloigné de la paroi ($b/D_H > 0{,}5$) $D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre

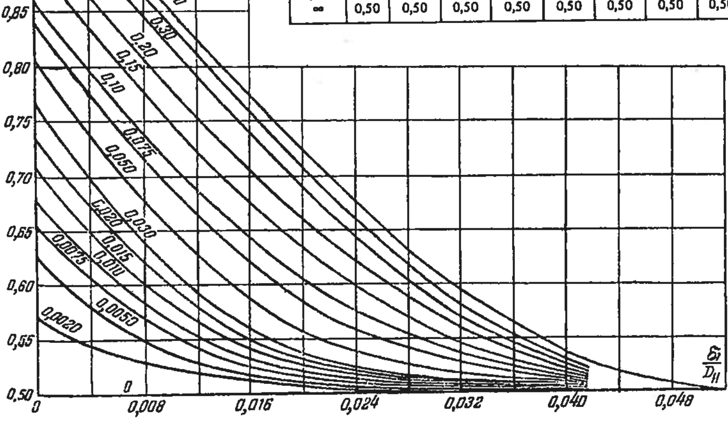
1) et 2) $\zeta = \dfrac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé suivant la courbe $\zeta = f(\delta_1/D_H)$ pour diverses valeurs de b/D_H.

3) $\zeta = \dfrac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé suivant la courbe $\zeta = f(\delta_1/D_H)$ pour $b/D_H \geqslant 0{,}5$.

Les valeurs de ν sont données dans le § 1 – 3, b.

valeurs de ζ

δ_1/D_H	b/D_H										
	0	0,002	0,005	0,010	0,020	0,050	0,100	0,200	0,300	0,500	∞
0	0,50	0,57	0,63	0,68	0,73	0,80	0,86	0,92	0,97	1,00	1,00
0,004	0,50	0,54	0,58	0,63	0,67	0,74	0,80	0,86	0,90	0,94	0,94
0,008	0,50	0,53	0,55	0,58	0,62	0,68	0,74	0,81	0,85	0,88	0,88
0,012	0,50	0,52	0,53	0,55	0,58	0,63	0,68	0,75	0,79	0,83	0,83
0,016	0,50	0,51	0,51	0,53	0,55	0,58	0,64	0,70	0,74	0,77	0,77
0,020	0,50	0,51	0,51	0,52	0,53	0,55	0,60	0,66	0,69	0,72	0,72
0,024	0,50	0,50	0,50	0,51	0,52	0,53	0,58	0,62	0,65	0,68	0,68
0,030	0,50	0,50	0,50	0,51	0,52	0,52	0,54	0,57	0,59	0,61	0,61
0,040	0,50	0,50	0,50	0,51	0,51	0,51	0,51	0,52	0,52	0,54	0,54
0,050	0,50	0,50	0,50	0,50	0,50	0,50	0,50	0,50	0,50	0,50	0,50
∞	0,50	0,50	0,50	0,50	0,50	0,50	0,50	0,50	0,50	0,50	0,50



Entrée dans une conduite ou (un canal), directement installée dans la paroi sous un angle quelconque δ° Re = $w_0 D_H/\nu > 10^4$

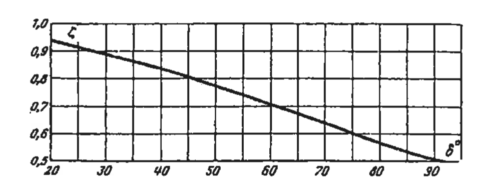
Chapitre III

Diagramme 3.2

$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 0{,}5 + 0{,}3 \cos \delta + 0{,}2 \cos^2 \delta$ est déterminé suivant la courbe $\zeta = f(\delta°)$.

Les valeurs de ν sont données dans le § 1.3, *b*.



δ°	ζ
20	0,96
30	0,91
45	0,81
60	0,70
70	0,63
80	0,56
90	0,50

Collecteur continu, tracé suivant un arc de cercle, sans écran Re = $w_0 D_H/\nu > 10^4$

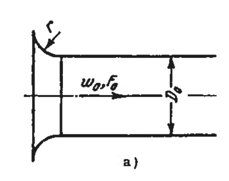
Chapitre III

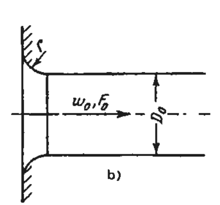
Diagramme 3.3

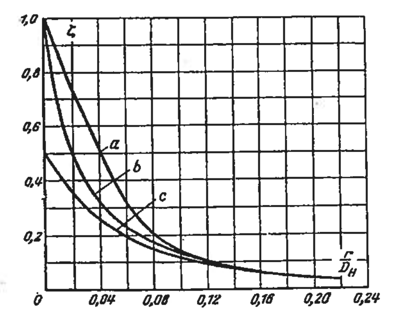
$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé suivant les courbes *a*), *b*) et *c*) en fonction de r/D_H.

Les valeurs de ν sont données dans le § 1.3, *b*).


a)


b)



r/D_H	0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,08	0,12	0,16	⩾ 0,20
a) sans paroi frontale (non tourné)											
ζ	1,0	0,87	0,74	0,61	0,51	0,40	0,32	0,20	0,10	0,06	0,03
b) sans paroi frontale (tourné)											
ζ	1,0	0,65	0,49	0,39	0,32	0,27	0,22	0,18	0,10	0,06	0,03
c) avec paroi frontale (non tourné)											
ζ	0,50	0,43	0,36	0,31	0,26	0,22	0,20	0,15	0,09	0,06	0,03

Collecteur continu, tracé suivant un arc de cercle, avec paroi frontale plane et un écran Re = $w_0 D_H/\nu > 10^4$

Chapitre III

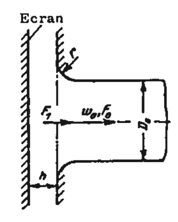
Diagramme 3.4

$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre

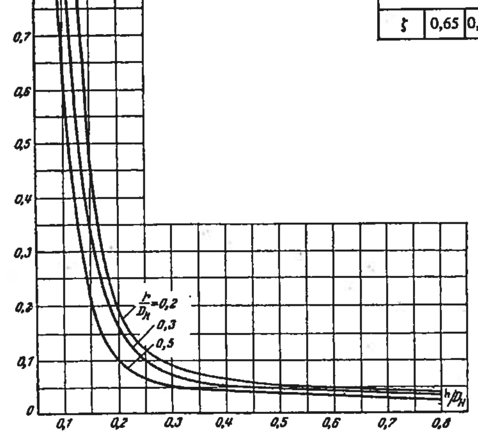
$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé suivant les courbes

$\zeta = f(h/D_H, r/D_H)$;

Les valeurs de ν sont données dans le § 1.3, *b*).



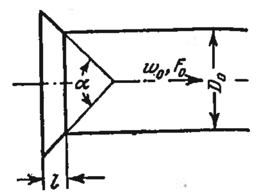
h/D_H	0,10	0,125	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,50	0,60	0,80
$r/D_H = 0{,}2$										
ζ	–	0,80	0,45	0,19	0,12	0,09	0,07	0,06	0,05	0,05
$r/D_H = 0{,}3$										
ζ	–	0,50	0,34	0,17	0,10	0,07	0,06	0,05	0,04	0,04
$r/D_H = 0{,}5$										
ζ	0,65	0,36	0,25	0,10	0,07	0,05	0,04	0,04	0,03	0,03



Collecteur conique sans paroi frontale $Re = w_0 D_H/\nu > 10^4$

Chapitre III

Diagramme 3.5



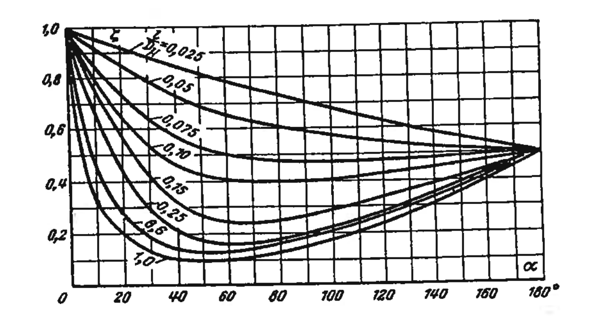
$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé approximativement suivant les courbes $\zeta = f(\alpha^0)$ pour diverses valeurs de l/D_H ;

Les valeurs de ν sont données dans le § 1.3, *b*).

Valeurs de ζ (approximativement)

l/D_H	α^0								
	0	10	20	30	40	60	100	140	180
0,025	1,0	0,96	0,93	0,90	0,86	0,80	0,69	0,59	0,50
0,050	1,0	0,93	0,86	0,80	0,75	0,67	0,58	0,53	0,50
0,075	1,0	0,87	0,75	0,65	0,58	0,50	0,48	0,49	0,50
0,10	1,0	0,80	0,67	0,55	0,48	0,41	0,41	0,44	0,50
0,15	1,0	0,76	0,58	0,43	0,33	0,25	0,27	0,38	0,50
0,25	1,0	0,68	0,45	0,30	0,22	0,17	0,22	0,34	0,50
0,60	1,0	0,46	0,27	0,18	0,14	0,13	0,21	0,33	0,50
1,0	1,0	0,32	0,20	0,14	0,11	0,10	0,18	0,30	0,50



Collecteur conique avec paroi frontale $Re = w_0 D_H/\nu > 10^4$

Chapitre III

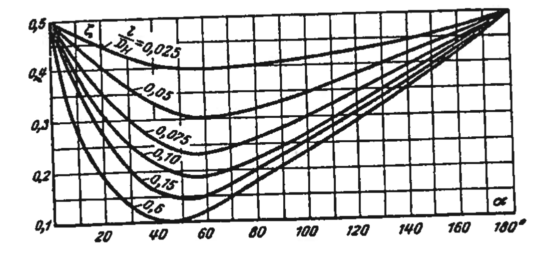
Diagramme 3.6

Valeurs de ζ (approximativement)

l/D_H	α^0								
	0	10	20	30	40	60	100	140	180
0,025	0,50	0,47	0,45	0,43	0,41	0,40	0,42	0,45	0,50
0,050	0,50	0,45	0,41	0,36	0,33	0,30	0,35	0,42	0,50
0,075	0,50	0,42	0,35	0,30	0,26	0,23	0,30	0,40	0,50
0,10	0,50	0,39	0,32	0,25	0,22	0,18	0,27	0,38	0,50
0,15	0,50	0,37	0,27	0,20	0,16	0,15	0,25	0,37	0,50
0,60	0,50	0,27	0,18	0,13	0,11	0,12	0,23	0,36	0,50

paroi

$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre



$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé approximativement suivant les courbes $\zeta = f(\alpha^0)$ pour diverses valeurs de l/D_H.

Les valeurs de ν sont données dans le § 1.3, *b*).

Entrée avec rétrécissement progressif (convergent) $Re = w_0 D_0/\nu > 10^4$

Chapitre III

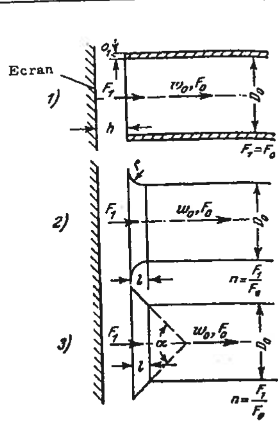
Diagramme 3.7

Conditions à l'entrée	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Convergent rectiligne	$\alpha/2$; w_1, F_1; w_0, F_0; D_0	$\zeta \cong \zeta'(1 - F_0/F_1) + \zeta_f$, où : ζ' est déterminé comme ζ dans le diagramme 3.6, ζ_f est déterminé suivant les diagrammes 5.2 à 5.5.
Convergent curviligne	$\alpha/2$; w_1, F_1; w_0, F_0; D_0	$\zeta \cong \zeta_f$, où : ζ_f est déterminé comme ζ_f dans les diagrammes 5.2 à 5.5.

Entrées diverses avec un écran $Re = w_0 D_H/\nu > 10^4$	Chapitre III Diagramme 3.8

$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \cong \zeta' + \frac{\sigma_1}{n^2} \text{ (approximativement).}$$



où :

1) ζ' est déterminé suivant la courbe $\zeta = f(\delta_1/D_H)$ pour $b/D_H \geqslant 0{,}50$ sur le diagramme 3.1 ;

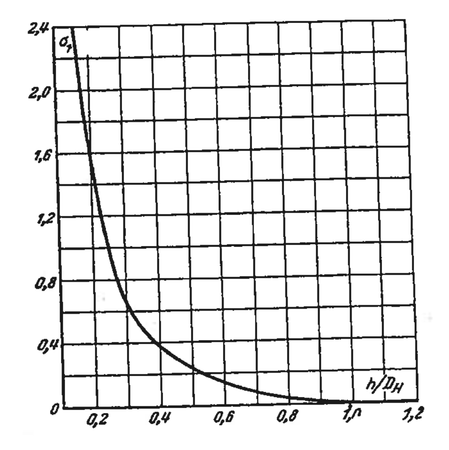
2) ζ' est déterminé suivant les courbes $\zeta = f(r/D_H)$ sur le diagramme 3.3 (graphiques *a* et *b*) ;

3) ζ' est déterminé suivant la courbe $\zeta = f(\alpha^\circ, l/D_H)$ sur le diagramme 3.5 ;

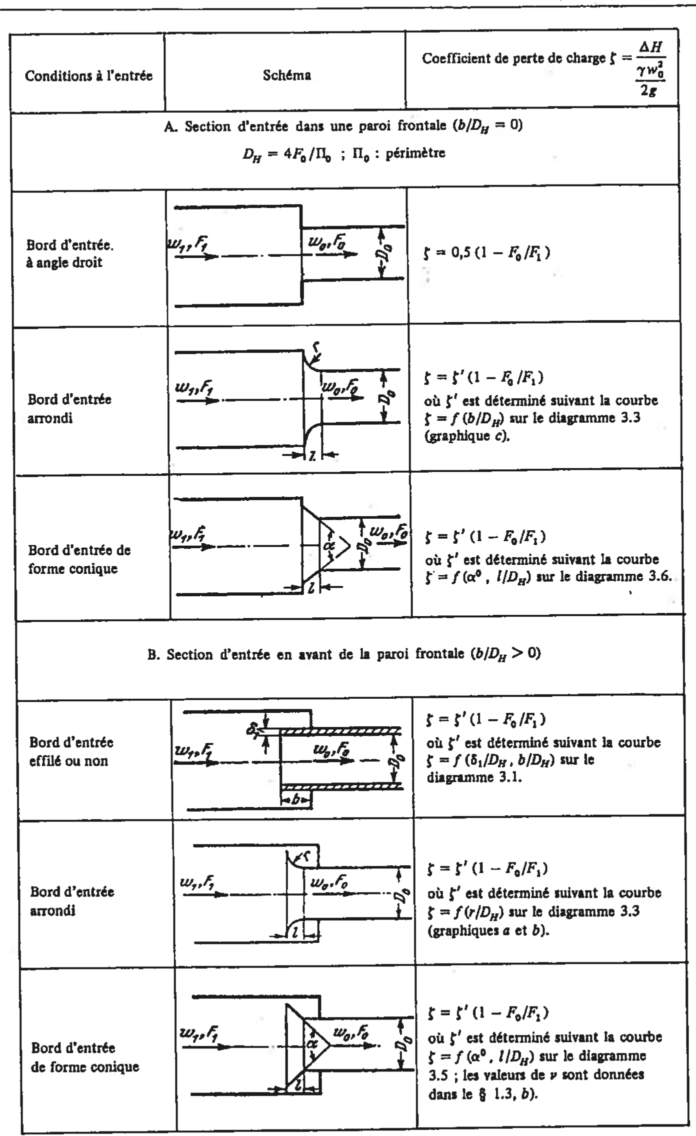
σ_1 est déterminé suivant la courbe $\sigma_1 = f(h/D_H)$;

Les valeurs de ν sont données dans le § 1.3, *b*).

h/D_H	σ_1
0,20	1,60
0,30	0,65
0,40	0,37
0,50	0,25
0,60	0,15
0,70	0,07
0,80	0,04
1,0	0
∞	0



Entrées avec retrécissement brusque $Re = w_0 D_H/\nu > 10^4$	Chapitre III Diagramme 3.9

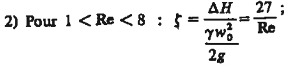


Conditions à l'entrée	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
A. Section d'entrée dans une paroi frontale ($b/D_H = 0$) $D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre		
Bord d'entrée à angle droit	w_1, F_1 ; w_0, F_0 ; D_0	$\zeta = 0{,}5\,(1 - F_0/F_1)$
Bord d'entrée arrondi	w_1, F_1 ; r ; w_0, F_0 ; D_0 ; l	$\zeta = \zeta'\,(1 - F_0/F_1)$ où ζ' est déterminé suivant la courbe $\zeta = f(b/D_H)$ sur le diagramme 3.3 (graphique *c*).
Bord d'entrée de forme conique	w_1, F_1 ; α ; D_0 ; w_0, F_0 ; l	$\zeta = \zeta'\,(1 - F_0/F_1)$ où ζ' est déterminé suivant la courbe $\zeta = f(\alpha^\circ, l/D_H)$ sur le diagramme 3.6.
B. Section d'entrée en avant de la paroi frontale ($b/D_H > 0$)		
Bord d'entrée effilé ou non	δ_1 ; w_1, F_1 ; w_0, F_0 ; D_0 ; b	$\zeta = \zeta'\,(1 - F_0/F_1)$ où ζ' est déterminé suivant la courbe $\zeta = f(\delta_1/D_H, b/D_H)$ sur le diagramme 3.1.
Bord d'entrée arrondi	r ; w_1, F_1 ; w_0, F_0 ; D_0 ; l	$\zeta = \zeta'\,(1 - F_0/F_1)$ où ζ' est déterminé suivant la courbe $\zeta = f(r/D_H)$ sur le diagramme 3.3 (graphiques *a* et *b*).
Bord d'entrée de forme conique	w_1, F_1 ; α ; w_0, F_0 ; D_0 ; l	$\zeta = \zeta'\,(1 - F_0/F_1)$ où ζ' est déterminé suivant la courbe $\zeta = f(\alpha^\circ, l/D_H)$ sur le diagramme 3.5 ; les valeurs de ν sont données dans le § 1.3, *b*).

Entrée avec retrécissement brusque; section d'entrée dans la paroi frontale $Re = w_0 D_H/\nu < 10^4$	Chapitre III
	Diagramme 3.10

$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre

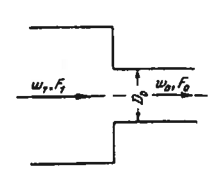
1) Pour $10 \leq Re < 10^4$: $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé



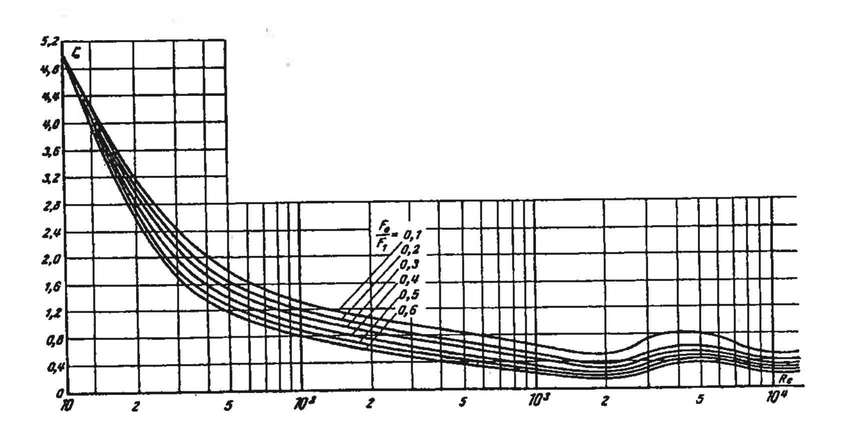
suivant les courbes $\zeta = f(Re)$ pour diverses valeurs de F_0/F_1.

2) Pour $1 < Re < 8$: $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{27}{Re}$;

Les valeurs de ν sont données dans le § 1.3, *b*).



F_0/F_1 \ Re	10	20	30	40	50	10^2	2.10^2	5.10^2	10^3	2.10^3	4.10^3	5.10^3	10^4	$> 10^4$
0,1	5,00	3,20	2,40	2,00	1,80	1,30	1,04	0,82	0,64	0,50	0,80	0,75	0,50	0,45
0,2	5,00	3,10	2,30	1,84	1,62	1,20	0,95	0,70	0,50	0,40	0,60	0,60	0,40	0,40
0,3	5,00	2,95	2,15	1,70	1,50	1,10	0,85	0,60	0,44	0,30	0,55	0,55	0,35	0,35
0,4	5,00	2,80	2,00	1,60	1,40	1,00	0,78	0,50	0,35	0,25	0,45	0,50	0,30	0,30
0,5	5,00	2,70	1,80	1,46	1,30	0,90	0,65	0,42	0,30	0,20	0,40	0,42	0,25	0,25
0,6	5,00	2,60	1,70	1,35	1,20	0,80	0,56	0,35	0,24	0,15	0,35	0,35	0,20	0,25



Entrées droites avec différents montages dans la paroi frontale. Epaisseur du bord d'entrée $\delta_1 = 0,03$ à $0,04\,a_0$ $Re = w_0 a_0/\nu > 10^4$	Chapitre III
	Diagramme 3.11

Conditions à l'entrée	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Entrée avec paroi frontale d'un seul côté du tuyau (ou du canal)	w_0, F_0; δ_1; a_0	0,58
Entrée avec parois frontales sur deux côtés opposés	w_0, F_0; δ_1; a_0	0,55
Entrée avec parois frontales sur deux côtés adjacents	w_0, F_0; δ_1; a_0	0,55
Entrée avec parois frontales sur trois côtés	w_0, F_0; δ_1; a_0	0,52
Entrée avec parois frontales sur quatre côtés	w_0, F_0; δ_1; a_0	0,50

Les valeurs de ν sont données dans le § 1.3, *b*).

Entrées droites avec différents montages entre les parois
Epaisseur du bord d'entrée $\delta_1 = 0{,}03$ à $0{,}04\,a_0$
$\mathrm{Re} = w_0 a_0/\nu > 10^4$

Chapitre III

Diagramme 3.12

Conditions à l'entrée	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Entrée avec une visière sur un côté de la conduite (ou du canal) pour $l/a_0 = 0{,}5$		l/a_0: 0 / 0,10 / 0,20 / 0,30 / 0,40 / 0,50; ζ: 0,60 / 0,63 / 0,65 / 0,67 / 0,68 / 0,68
Entrée avec une visière sur deux côtés, pour $l/a_0 = 0{,}5$		0,82
Entrée dans un tube (ou un canal) monté sur une paroi		0,63
Entrée dans un tube (ou un canal) monté entre deux parois parallèles		0,71
Entrée dans un tube (ou un canal) monté dans un angle dièdre (entre deux parois perpendiculaires)		0,77
Entrée dans un tube (ou un canal) monté entre trois parois		0,92

Tableau de la première ligne :

$\frac{l}{a_0}$	0	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50
ζ	0,60	0,63	0,65	0,67	0,68	0,68

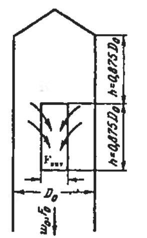
Les valeurs de ν sont données dans le § 1.3, *b*).

Entrée latérale dans un tube droit à section circulaire, par la première ouverture. $\mathrm{Re} = w_{ouv}\, b/\nu > 10^4$

Chapitre III

Diagramme 3.13

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé suivant les courbes $\zeta = f(\bar{f})$.



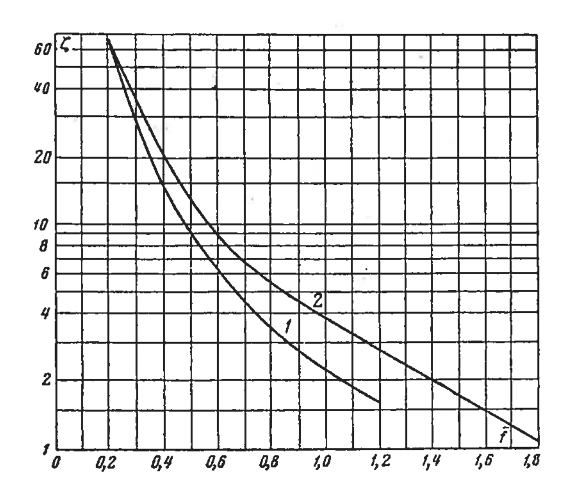
1 ouverture

$\bar{f} = \frac{bh}{\frac{\pi D_0^2}{4}}$

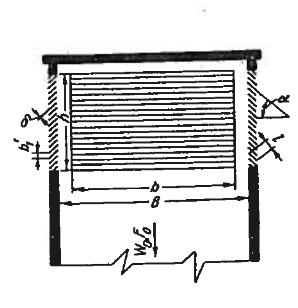
2 ouvertures diamétralement opposées

$\bar{f} = \frac{2bh}{\frac{\pi D_0^2}{4}}$

$\bar{f}$	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8
1. 1 ouverture													
ζ	64,5	30,0	14,9	9,00	6,27	4,54	3,54	2,70	2,28	1,60	–	–	–
2. 2 ouvertures													
ζ	65,5	36,5	17,0	12,0	8,75	6,85	5,50	4,54	3,84	2,76	2,01	1,40	1,10



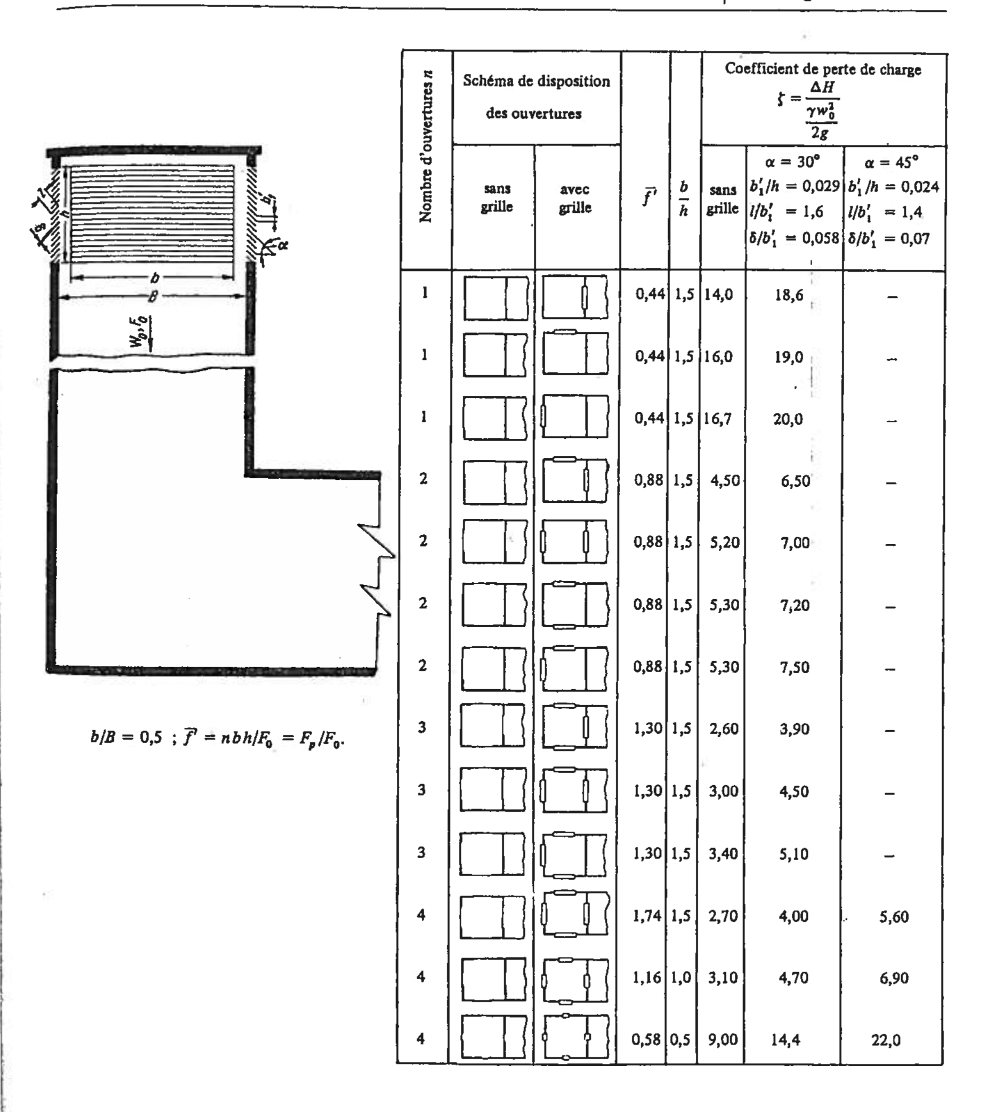
Cheminées d'aspiration droites à section rectangulaire; ouvertures latérales avec ou sans persiennes fixes	Chapitre III Diagramme 3.14



$b/B = 0{,}5$; $\bar{f}' = nbh/F_0 = F_p/F_0$.

Nombre d'ouvertures n	Schéma de disposition des ouvertures: sans grille	Schéma de disposition des ouvertures: avec grille	$\bar{f}'$	$\frac{b}{h}$	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$: sans grille	avec grille: $\alpha = 30°$, $b_1'/h = 0{,}029$, $l/b_1' = 1{,}6$, $\delta/b_1' = 0{,}058$	avec grille: $\alpha = 45°$, $b_1'/h = 0{,}024$, $l/b_1' = 1{,}4$, $\delta/b_1' = 0{,}07$
1			0,44	1,5	12,6	17,5	–
2			0,88	1,5	3,60	5,40	–
2			0,88	1,5	4,20	6,30	–
3			1,30	1,5	1,80	3,20	–
4			1,74	1,5	1,20	2,50	3,80
4			1,16	1,0	2,00	3,60	6,00
4			0,58	0,5	8,00	13,7	21,5

Cheminées d'aspiration, à section rectangulaire avec coude à angle droit; ouvertures latérales avec ou sans persiennes fixes	Chapitre III Diagramme 3.15



$b/B = 0{,}5$; $\bar{f}' = nbh/F_0 = F_p/F_0$.

Nombre d'ouvertures n	Schéma de disposition des ouvertures: sans grille	Schéma de disposition des ouvertures: avec grille	$\bar{f}'$	$\frac{b}{h}$	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$: sans grille	avec grille: $\alpha = 30°$, $b_1'/h = 0{,}029$, $l/b_1' = 1{,}6$, $\delta/b_1' = 0{,}058$	avec grille: $\alpha = 45°$, $b_1'/h = 0{,}024$, $l/b_1' = 1{,}4$, $\delta/b_1' = 0{,}07$
1			0,44	1,5	14,0	18,6	–
1			0,44	1,5	16,0	19,0	–
1			0,44	1,5	16,7	20,0	–
2			0,88	1,5	4,50	6,50	–
2			0,88	1,5	5,20	7,00	–
2			0,88	1,5	5,30	7,20	–
2			0,88	1,5	5,30	7,50	–
3			1,30	1,5	2,60	3,90	–
3			1,30	1,5	3,00	4,50	–
3			1,30	1,5	3,40	5,10	–
4			1,74	1,5	2,70	4,00	5,60
4			1,16	1,0	3,10	4,70	6,90
4			0,58	0,5	9,00	14,4	22,0

Cheminées droites d'aspiration à section circulaire $Re = w_0 D_0/\nu > 10^4$

Chapitre III — **Diagramme 3.16**

Caractéristiques des cheminées	Schémas	Coefficient de perte de charge
N° 1 Avec écran plat		$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé suivant les courbes $\zeta = f(h/D_0)$
N° 2 Avec écran conique		Valeurs de ζ (voir tableau ci-dessous)
N° 3 Avec parapluie, le bord d'entrée étant à arête vive		
N° 4 Avec parapluie, le bord d'entrée étant épaissi		
N° 5 Avec parapluie et plafond conique		
N° 6 Avec diffuseur et parapluie		

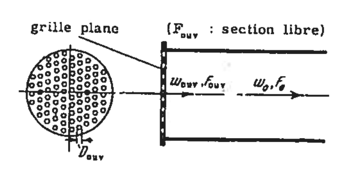
Valeurs de ζ

Numéro du schéma	h/D_0 = 0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	∞
1	–	4,40	2,15	1,78	1,58	1,35	1,23	1,13	1,10	1,06	1,06
2	–	48,0	6,40	2,72	1,73	1,47	1,26	1,16	1,07	1,06	1,06
3	2,63	1,83	1,53	1,39	1,31	1,19	1,15	1,08	1,07	1,06	1,06
4	2,13	1,30	0,95	0,84	0,75	0,70	0,65	0,63	0,60	0,60	0,60
5	2,90	1,90	1,59	1,41	1,33	1,25	1,15	1,10	1,07	1,06	1,06
6	1,32	0,77	0,60	0,48	0,41	0,30	0,29	0,28	0,25	0,25	0,25

Entrée dans un tube droit (ou un canal), par un diaphragme ou une grille, les ouvertures étant à arêtes vives (l/d_H = 0 à 0,015)

Chapitre III — **Diagramme 3.17**

$\bar{f} = \frac{F_{ouv}}{F_p} = \frac{F_{ouv}}{F_0}$



Diaphragme (F_{ouv} : section libre)

$d_H = 4 f_{ouv}/\Pi_{ouv}$; Π_{ouv} : périmètre des ouvertures

f_{ouv} : surface d'une ouverture

1) $Re = w_{ouv}\, d_H/\nu \geqslant 10^5$:

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = (1{,}707 - \bar{f})^2 \frac{1}{\bar{f}^2}$ est déterminé suivant la courbe $\zeta = f(\bar{f})$.

2) $Re < 10^5$ (approximativement)

$\zeta \cong [\zeta_\varphi + \varepsilon_0^{-Re}(1{,}707 - \bar{f})^2]\, 1/\bar{f}^2$,

où ζ_φ est déterminé suivant la courbe

$\zeta_\varphi = f_1(Re, \bar{f})$

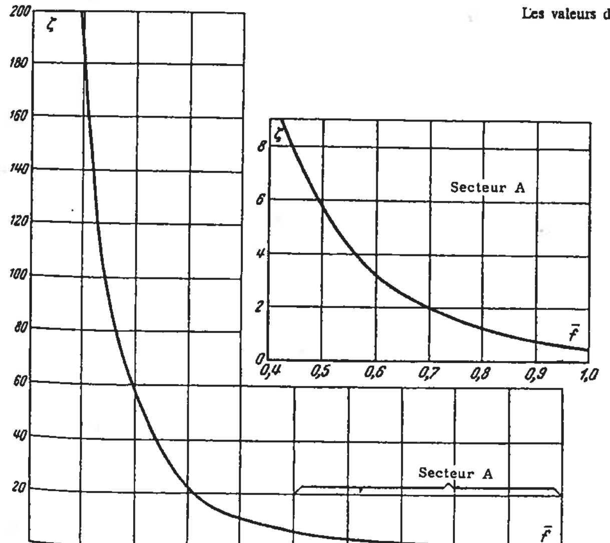
du graphique *a*) du diagramme 4.10 ;

ε_0^{-Re} est déterminé suivant la courbe

$\varepsilon_0^{-Re} = f_2(Re)$

du même graphique *a*) ;

Les valeurs de ν sont données dans le § 1.3, *b*).



$\bar{f}$	ζ
0,05	1 100
0,10	258
0,15	98
0,20	57
0,25	38
0,30	24
0,35	15
0,40	11
0,45	7,8
0,50	5,8
0,55	4,4
0,60	3,5
0,65	2,6
0,70	2,0
0,75	1,7
0,80	1,3
0,90	0,8
1,0	0,5

Entrée dans un tube droit (ou un canal), par un diaphragme ou une grille dont les ouvertures sont à arêtes droites ($l/d_H > 0{,}015$)	Chapitre III
	Diagramme 3.18

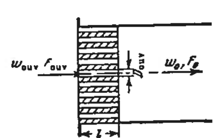
$d_H = 4 f_{ouv} / \Pi_{ouv}$;

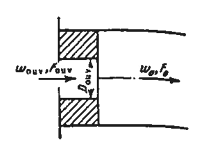
Π_{ouv} = périmètre ;

f_{ouv} = surface d'une ouverture ;

F_{ouv} = section libre de la grille ou du diaphragme ;

$\bar{f} = F_{ouv}/F_0 = \Sigma f_{ouv}/F_0$.





1) $\mathrm{Re} = w_{ouv}\, d_H/\nu > 10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \cong \left[0{,}5 + (1-\bar{f})^2 + \tau(1-\bar{f}) + \lambda \frac{l}{d_H}\right]\frac{1}{\bar{f}^2} =$$

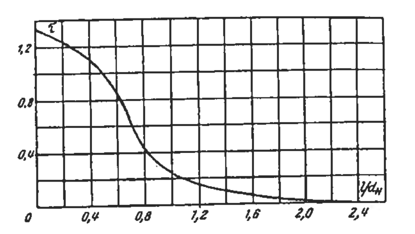
$$= (\zeta_0 + \lambda\, l/d_H)\, 1/\bar{f}^2,$$

où : τ est déterminé suivant la courbe $\tau = f(l/d_H)$;

λ est déterminé en fonction de Re et de $\bar{\Delta} = \Delta/d_H$ sur les diagrammes 2.2 à 2.5 ;

Δ est déterminé suivant le tableau 2.1 ;

Les valeurs de ν sont données dans le § 1.3, *b*).



l/d_H	τ	l/d_H	τ
0	1,35	1,0	0,24
0,2	1,22	1,2	0,16
0,4	1,10	1,6	0,07
0,6	0,84	2,0	0,02
0,8	0,42	2,4	0

2) $\mathrm{Re} < 10^5$ (approximativement) :

$$\zeta = (\zeta_\varphi + \varepsilon_0^{-\mathrm{Re}} \zeta_0)\, 1/\bar{f}^2,$$

où : ζ_φ et $\varepsilon_0^{-\mathrm{Re}}$ Cf. diagramme 4.10 ;

$\zeta_0 = 0{,}5 + (1-\bar{f})^2 + \tau(1-\bar{f})$

Entrée dans un tube droit (ou un canal), par un diaphragme ou une grille dont les ouvertures ont les bords biseautés ou arrondis $\mathrm{Re} = w_{ouv}\, d_H/\nu \geqslant 10^3$	Chapitre III
	Diagramme 3.19

Caractéristique de la grille	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Ouvertures à bords biseautés		$\zeta = (1 + \sqrt{\zeta'} - \bar{f})^2\, 1/\bar{f}^2$, où ζ' est déterminé suivant la courbe $\zeta' = f(l/d_H)$
Ouvertures à bords arrondis		$\zeta = (1 + \sqrt{\zeta'} - \bar{f})^2\, 1/\bar{f}^2$, où ζ' est déterminé suivant la courbe $\zeta' = f(r/d_H)$

Ouvertures à bords biseautés :

l/d_H	0,01	0,02	0,03	0,04	0,06	0,08	0,12	0,16
ζ'	0,46	0,42	0,38	0,35	0,29	0,23	0,16	0,13

Ouvertures à bords arrondis :

r/d_H	0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,08	0,12	0,16	0,20
ζ'	0,50	0,44	0,37	0,31	0,26	0,22	0,19	0,15	0,09	0,06	0,02

Entrées diverses dans un tube (ou un canal), avec grillage

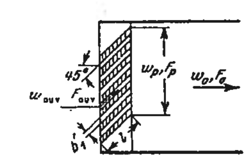
Chapitre III — Diagramme 3.20

Caractéristique de l'entrée	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Entrée dont bord est effilé ($\delta_1/D_H = 0$)	Grillage (F_{ouv} : section libre)	$\zeta \cong 1 + \zeta_c$ où ζ_c est déterminé comme ζ pour un grillage, diagramme 8.6
Entrée dont le bord n'est pas effilé ($\delta_1/D_H > 0$)	grillage (F_{ouv})	$\zeta \cong \zeta' + \zeta_c$ où ζ' est déterminé suivant les courbes $\zeta = f(\delta_1/D_H, b/D_H)$ sur le diagramme 3.1 ; ζ_c comme ci-dessus.
Collecteur tracé suivant un arc de cercle	grillage (F_{ouv})	$\zeta \cong \zeta' + \zeta_c/n^2$ où ζ' est déterminé suivant la courbe $\zeta = f(r/D_H)$ sur le diagramme 3.3. ζ_c comme ci-dessus.
Collecteur conique	a) sans paroi frontale grillage (F_{ouv}) b) avec paroi frontale grillage (F_{ouv})	$\zeta \cong \zeta' + \zeta_c/n^2$ où ζ' est déterminé suivant la courbe $\zeta = f(\alpha^0, l/D_H)$ respectivement sur les diagrammes 3.5 et 3.6 ; ζ_c comme ci-dessus.

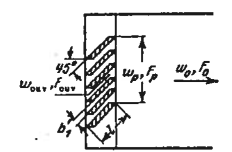
Entrée dans un canal droit par une grille à persiennes fixes pour $\bar{f}$ = 0,1 à 0,9

Chapitre III — Diagramme 3.21

N° 1. Bords d'entrée coupés verticalement

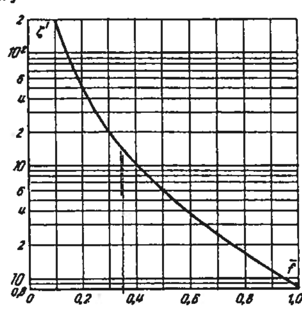


N° 2. Bords d'entrée coupés horizontalement



N° 1 $l/b'_1 \geq (l/b'_1)_{opt}$ [où $(l/b'_1)_{opt} \cong 11(1-\bar{f})$] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \cong k\,[0{,}85 + (1-\bar{f}F_p/F_0)^2 + \zeta_f]\,1/\bar{f}^2\,(F_0/F_p)^2 = k\zeta'$$



N° 2 $l/b'_1 < (l/b'_1)_{opt}$:

$\zeta \cong k\zeta' + \Delta\zeta$

k = 1,0 pour le n° 1 ; k = 0,6 pour le n° 2.

$\Delta\zeta \cong 0{,}5\,[11(1-\bar{f}) - l/b'_1]$

$\zeta_f = \lambda\, l/b'_1$

λ est déterminé suivant les diagrammes 2.1 à 2.5

$\bar{f} = F_{ouv}/F_p$ (F_p, surface frontale de la grille ; F_{ouv}, section libre de la grille).

Pour $l/b'_1 = (l/b'_1)_{opt}$, $F_{ouv}/F_p = F_{ouv}/F_0$ et $\lambda = 0{,}064$.

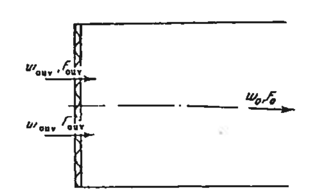
(Pour Re = $w_{ouv}\, b'_1/\nu \cong 10^3$), les valeurs de ζ' sont déterminées suivant $\zeta' = f(\bar{f})$; les valeurs de ν sont données dans le § 1.3, *b*).

$\bar{f}$	ζ'	$\bar{f}$	ζ'
0,1	235	0,6	3,60
0,2	52,5	0,7	2,35
0,3	20,5	0,8	1,56
0,4	10,5	0,9	1,18
0,5	6,00	1,0	0,85

Entrée dans un canal droit par des grilles ouvragées formées d'une plaque perforée ou coulée, avec ouvertures de formes quelconques

Chapitre III — Diagramme 3.22

$w_{ouv} = Q/F_{ouv}$; F_{ouv} : section libre de la grille.



$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé approximativement suivant la courbe $\zeta = f(\bar{f})$ sur le diagramme 3.17.

CHAPITRE IV

VARIATIONS BRUSQUES DE LA VITESSE ET PASSAGE DU COURANT A TRAVERS DES OUVERTURES

(Coefficient de perte de charge des tronçons avec élargissements brusques, diaphragmes, évidements, etc.)

4.1. DÉSIGNATIONS PRINCIPALES

F_0 – Section la plus étroite de l'ouverture, m^2 ;

F_1 – Section du canal avant la section étroite de l'ouverture, m^2 ;

F_2 – Section du canal après la section étroite de l'ouverture, m^2 ;

F_c – Section contractée de la veine à l'entrée dans l'ouverture, m^2 ;

$\varepsilon = F_c/F_0$ – Coefficient de contraction ;

$\varepsilon_0^{Re} = F_c/F_0$ – Coefficient de contraction pour une ouverture à arête vive, avec $F_0/F_1 = 0$, dépendant du nombre de Reynolds Re ;

$n = F_2/F_0$ – Rapport de rétrécissement de la section ;

Π_0 – Périmètre de la section, m ;

D_0, D_1, D_2 – Diamètres respectivement de la section la plus étroite de l'ouverture, de la section en amont et de la section en aval de l'ouverture, m ;

D_H – Diamètre hydraulique (quadruple du rayon hydraulique), m ;

a_0, b_0 – Côtés d'une section rectangulaire ou demi-axes d'une ellipse, m ;

l – Longueur du tronçon, profondeur de l'ouverture, m ;

r – Rayon de courbure du bord d'entrée de l'ouverture, m ;

α – Angle au sommet d'un divergent ou d'un convergent, et angle au centre de biseautage d'une ouverture en paroi ;

w_0, w_1, w_2 – Vitesse moyenne de l'écoulement respectivement dans la section la plus étroite (dans l'ouverture), dans les sections en amont et en aval de l'ouverture, m/s ;

ΔH – Pertes de pression (pertes de charge) dans le tronçon, kgp/m^2 ;

ζ – Coefficient de perte de charge du tronçon ;

M – Coefficient de quantité de mouvement, ou nombre de Mach ;

N – Coefficient d'energie cinétique.

4.2. EXPLICATIONS ET RECOMMANDATIONS PRATIQUES

1. Lorsqu'il y a élargissement brusque de la section d'un tube (ou d'un canal), il se produit des pertes « par choc ».

Le coefficient de perte de charge par choc dans le cas d'une répartition uniforme des vitesses dans la section en amont de l'élargissement ou d'un écoulement turbulent (pour $\mathbf{Re} = w_0 D_H/\nu > 3\,500$) dépend seulement du rapport entre les sections étroite et large F_0/F_2 ou du rapport d'élargissement $n = F_2/F_0$, et on calcule d'après la formule de Borda-Carnot :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right) \tag{4.1}$$

2. Lorsqu'il y a élargissement brusque, il se forme dans la section large un jet, séparé du milieu ambiant par une surface de séparation, qui se désagrège et s'enroule en puissants tourbillons (fig. 4.1). La longueur du tronçon l_2, le long duquel se produisent le mouvement tourbillonnaire, la résorption progressive des tourbillons et l'étalement de la veine dans la section, atteint environ 8 à 12 D_{2H} (D_{2H} : diamètre hydraulique de la section large). Les pertes par choc

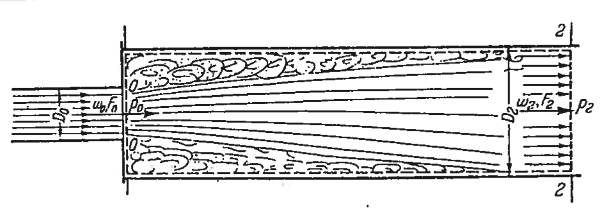


FIG. 4.1. — Tableau schématique de l'écoulement dans un élargissement brusque.

dans un élargissement brusque sont conditionnées par la formation des tourbillons sur le tronçon l_2.

3. Pour un nombre de Reynolds compris entre 10 et 3 500 (régime laminaire et transitoire), le coefficient de perte de charge par choc dépend non seulement du rapport des surfaces F_0/F_2, mais aussi du nombre **Re**, et pour **Re** < 10, il dépend seulement de **Re**.

Les valeurs de ζ pour $10 < \mathbf{Re} < 3\,500$ peuvent être déterminées d'après les données du diagramme 4.1, et pour $1 < \mathbf{Re} < 10$, d'après la formule

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{A}{\mathrm{Re}} \qquad (4.2)$$

où : $A = 26$ (d'après les données de Karev [Réf. 4.15]).

4. Dans les conditions réelles, la répartition des vitesses dans le tronçon en amont de l'élargissement brusque, n'est pas uniforme non plus, en règle générale (fig. 4.2). Cette circonstance agit fortement sur les pertes de pression réelles, les augmentant considérablement par rapport à celles calculées d'après la formule (4.1)

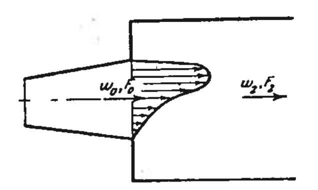


FIG. 4.2. — Répartition non uniforme de la vitesse avant l'élargissement brusque

Pour évaluer le coefficient de perte de charge par choc dans un écoulement à répartition non uniforme des vitesses, il faut employer la formule générale pour le choc, en tenant compte de cette non-uniformité, si on connaît seulement la loi de répartition des vitesses suivant la section du canal * :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{1}{n^2} + N - \frac{2M}{n} \qquad (4.3)$$

où : $M = 1/F_0 \int_{F_0} (w/w_0)^2\, dF$: Coefficient de quantité de mouvement dans la section de passage du canal étroit au canal large.

$N = 1/F_0 \int_{F_0} (w/w_0)^3\, dF$: Coefficient d'énergie cinétique de l'écoulement dans la même section.

Avec une certaine approximation, on peut prendre :

$$N \simeq 3M - 2$$

Cela est d'autant plus exact que N et M sont plus près de l'unité.

Cette dernière expression conduit à la formule approchée suivante pour la détermination du coefficient de perte de charge :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \cong N\left(1 - \frac{2}{3n}\right) + \frac{1}{n^2} - \frac{4}{3n} \qquad (4.3')$$

5. Si la loi de répartition des vitesses dans la section est connue, les coefficients M et N peuvent être facilement calculés. Si la loi de répartition des vitesses n'est pas connue, il faut la déterminer expérimentalement. Alors, en se basant sur les courbes de répartition des vitesses obtenues, on peut déterminer les valeurs M et N par la méthode de l'intégration graphique.

6. Dans certains tronçons, tels que les diffuseurs dont l'angle au sommet α est compris entre 8 et 10°

(*) L'établissement d'une formule générale pour le choc, compte tenu de la non-uniformité du champ de vitesses, a été effectué par Frenkel [Réf. 4.19] et l'auteur [Réf. 4.11] indépendamment l'un de l'autre.

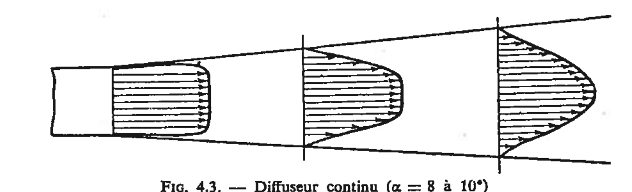


FIG. 4.3. — Diffuseur continu ($\alpha = 8$ à 10°)

(fig. 4.3), dans les longs tronçons rectilignes à section constante, avec un profil turbulent développé des vitesses (Cf. paragraphe 1.7), et dans d'autres tronçons, la répartition des vitesses dans la section se rapproche de la loi de la fonction exponentielle :

$$\frac{w}{w_{max}} = \left(1 - \frac{y}{R_0}\right)^{\frac{1}{m}} \qquad (4.4)$$

où : w, w_{max} respectivement, Vitesse en un point donné et Vitesse maximale dans la section, m/s ;

R_0 Rayon de la section, m ;

y Distance à l'axe du tube, m ;

m Dénominateur de l'exposant qui, en général, peut être compris entre 1 et ∞.

7. Pour $m = 1$, le profil des vitesses a la forme triangulaire (fig. 4.4). Pour $m = \infty$, le profil des vitesses a la forme rectangulaire, c'est-à-dire que la répartition des vitesses dans la section est tout à fait uniforme. Pratiquement, le profil des vitesses se rapproche de la forme rectangulaire pour $m = 8$ à 10 (fig. 4.4). On peut prendre ces valeurs de m dans le cas de longs tronçons rectilignes avec écoulement turbulent. Les valeurs $m = 2$ à 6 peuvent être prises dans le cas de longs diffuseurs ($n > 2$) :

pour $\alpha = 2°$, $m \simeq 6$
pour $\alpha = 4°$, $m \simeq 4$
pour $\alpha = 6°$, $m \simeq 3$
pour $\alpha = 8°$, $m \simeq 2$

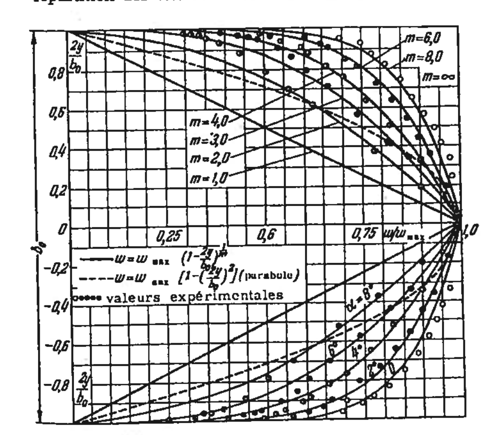


FIG. 4.4. — Répartition des vitesses dans des diffuseurs plans, pour des valeurs de l'angle au sommet α allant de 0 à 8°, et comparaison avec la loi exponentielle

8. Les valeurs M et N, qui se trouvent dans la formule (4.3), peuvent être calculées pour une répartition exponentielle des vitesses, d'après la formule suivante, obtenue par l'auteur [Réf. 4.11] :

a. Dans le cas d'un tube (ou d'un canal) à section circulaire ou carrée

$$M = \frac{(2m+1)^2(m+1)}{4m^2(m+2)} \qquad (4.5)$$

$$N = \frac{(2m+1)^3(m+1)^3}{4m^4(2m+3)(m+3)} \qquad (4.6)$$

b. Dans le cas d'un tube ou d'un diffuseur aplatis, (le rapport des côtés de la section rectangulaire a_0/b_0 allant pratiquement de 0,3 à 3,0) :

$$M = \frac{(m+1)^2}{m(m+2)} \qquad (4.7)$$

$$N = \frac{(m+1)^3}{m^2(m+3)} \qquad (4.8)$$

9. Dans les longs tronçons rectilignes de conduites et de canaux (pratiquement sur une distance de plus de $10D_H$ à partir de l'entrée), en écoulement laminaire, le profil des vitesses est parabolique (fig. 4.4) :

$$\frac{w}{w_{max}} = 1 - \left(\frac{y}{R_0}\right)^2 \qquad (4.9)$$

Avec cela, dans le cas de tubes à section circulaire ou carrée, on a :

$$M = 1{,}33$$
$$N = 2$$

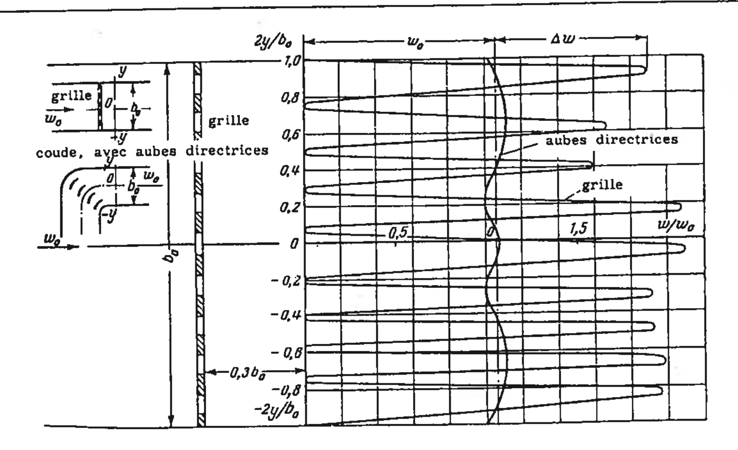


Fig. 4.5. — Répartition des vitesses suivant la fonction trigonométrique (en aval de grilles et d'aubes directrices)

et dans le cas de tubes aplatis, on a :

$$M = 1{,}2$$
$$N = 1{,}55$$

10. Dans les tubes et les canaux immédiatement en aval d'une grille, dans les coudes avec aubes directrices, et dans d'autres cas semblables, le profil des vitesses se rapproche de la fonction trigonométrique (fig. 4.5), qui, pour un canal aplati, est calculée d'après la formule suivante, obtenue par l'auteur [Réf. 4.11] :

$$\frac{w}{w_0} = 1 + \frac{\Delta w}{w_0} \sin 2k\pi \frac{2y}{b_0} \qquad (4.10)$$

où : b_0 : Largeur du canal plan, m ;

Δw : Ecart de la vitesse en un point donné de la section du canal étroit, par rapport à la vitesse moyenne dans cette section, m/s ;

k : Nombre entier ;

$\pi \simeq 3{,}14...$

Les coefficients M et N, dans ce cas, sont exprimés ainsi :

$$M = 1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta w}{w_0}\right)^2 \qquad (4.11)$$

$$N = 1 + \frac{3}{2}\left(\frac{\Delta w}{w_0}\right)^2 \qquad (4.12)$$

11. Après certains tronçons tels que les coudes, les diffuseurs ayant des angles aux sommets suffisamment grands pour qu'il se produise le décollement de la veine ($\alpha° > 10$), etc., il s'établit un champ de vitesses non symétrique (fig. 4.6). En particulier, dans les diffuseurs aplatis ayant un angle au sommet α compris entre 15 et 20°, et dans les coudes à angle droit ($\delta = 90°$), la répartition des vitesses est bien exprimée par la formule suivante, établie par l'auteur [Réf. 4.11] :

$$\frac{w}{w_0} = 0{,}585 + 1{,}64 \sin\left(0{,}2 + 1{,}95\,\frac{2y}{b_0}\right) \qquad (4.13)$$

Avec cela on obtient :

$$M = 1{,}87$$
$$N = 3{,}7$$

12. Lorsqu'il se forme dans une conduite (ou un canal) à section constante ($n = 1$) un champ non uniforme des vitesses, l'égalisation ultérieure de l'écoulement s'accompagne aussi de pertes de charge résiduelles (pertes dues à la déformation du courant), qui sont calculées par la formule suivante, résultant de l'expression (4.3) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1 + N - 2M \qquad (4.14)$$

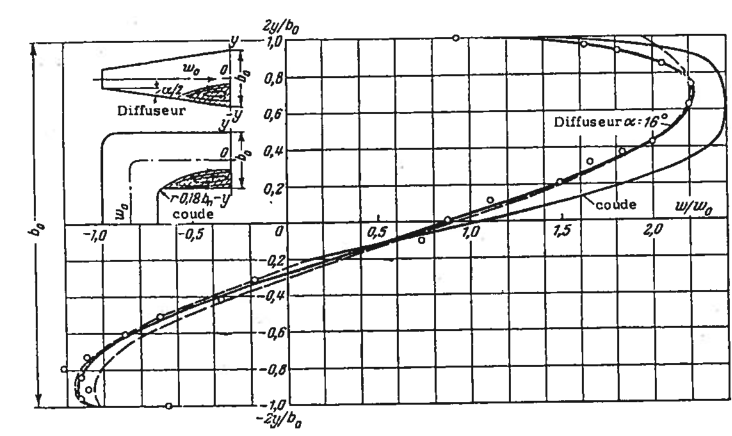


Fig. 4.6. — Répartition des vitesses non symétrique (après un coude et dans un diffuseur avec un angle au sommet suffisamment grand pour que se produise le décollement de la veine)

soit :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq \frac{1}{3}(N - 1) \qquad (4.14')$$

On tient compte de ces pertes seulement dans le cas où elles n'ont pas été prises en considération pour la détermination de la perte de charge singulière de la pièce façonnée ou de l'obstacle responsables de la répartition non uniforme des vitesses dans le tronçon rectiligne.

13. Les coefficients M et N pour la section d'entrée de la chambre de mélange d'un éjecteur, lorsque la partie « principale »* de la veine libre y pénètre (fig. 4.7), sont calculés d'après les formules suivantes, établies par l'auteur [Réf. 4.11] :

$$M = \frac{1}{\bar{q}^2} \cdot \frac{F_2}{F_0} \qquad (4.15)$$

$$N = \frac{1}{\bar{q}^3} \cdot \left(\frac{F_2}{F_0}\right)^2 \bar{e} \qquad (4.16)$$

où : F_2/F_0 : Rapport entre la section donnée du jet libre (chambre de mélange) et sa section initiale (tuyère d'alimentation) ;

$\bar{q}$: Débit adimensionnel à travers la section donnée, c'est-à-dire rapport entre le débit du fluide passant dans le tube (chambre de mélange) et le débit initial (à la sortie de la tuyère d'alimentation) ;

$\bar{e}$: Réserve adimensionnelle d'énergie cinétique du jet dans la section donnée, c'est-à-dire rapport entre la réserve d'énergie du jet à l'entrée dans la chambre de mélange et son énergie initiale.

Les grandeurs $F_2/F_0 = F_{jet}/F_0$, $\bar{q}$ et $\bar{e}$ dépendent de la longueur relative du jet libre S/D_H et sont déterminées sur les graphiques correspondants des diagrammes 11.32 et 11.33.

14. La résistance d'un tronçon avec élargissement brusque peut considérablement diminuer si on y installe des déflecteurs (Cf. diagramme 4.1). Avec une installation correcte des déflecteurs*, les pertes diminuent de 35 à 40 %, de sorte que le coefficient de perte de charge peut être calculé approximativement par la formule :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq 0{,}6\,\zeta' \qquad (4.17)$$

où : ζ' : Coefficient de perte de charge du tronçon avec élargissement brusque sans déflecteur, déterminé d'après les données indiquées sur le diagramme 4.1.

(*) Pour la définition de la partie « principale » de la veine libre, voir le chapitre XI.

(*) Les données fondamentales auxquelles il faut se référer pour installer ces déflecteurs sont indiquées dans le § 5.2. (§ 16).

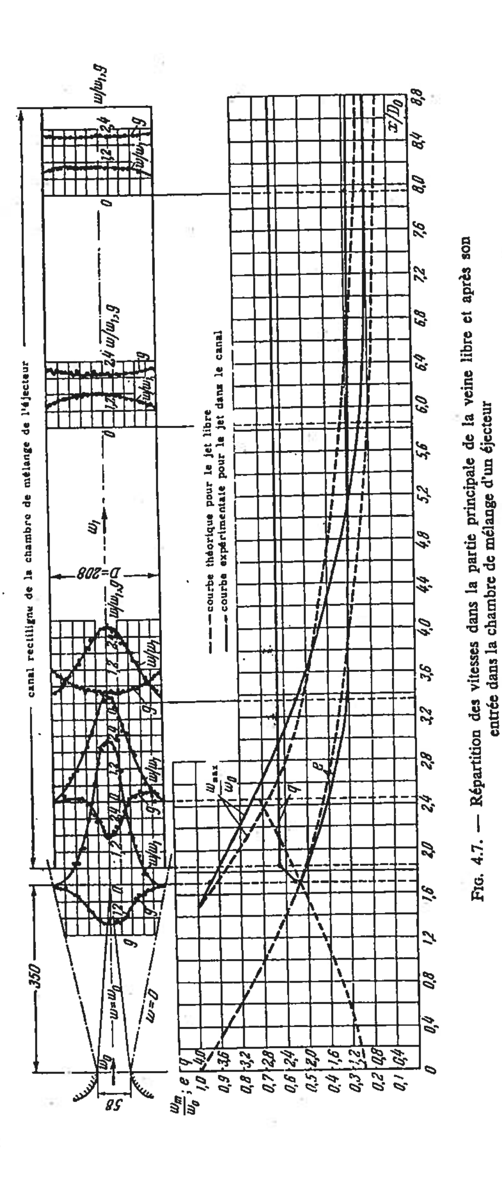


Fig. 4.7. — Répartition des vitesses dans la partie principale de la veine libre et après son entrée dans la chambre de mélange d'un éjecteur

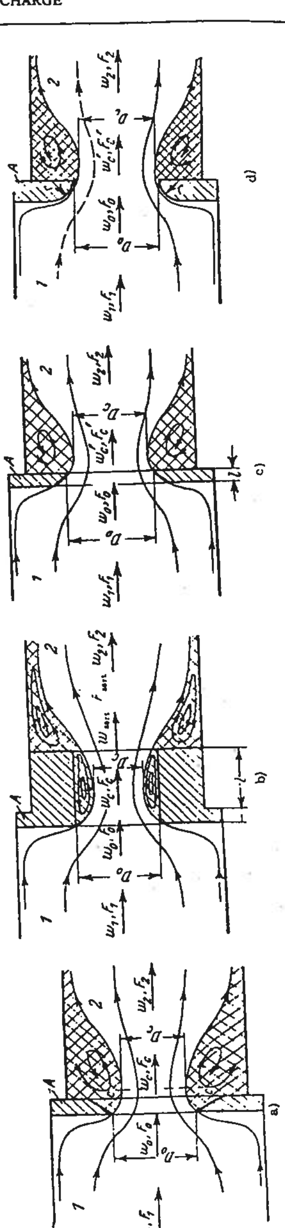


Fig. 4.8. — Cas général d'un écoulement passant à travers une ouverture dans une paroi séparant deux volumes

a) Ouverture à bords effilés ($l/D_H = 0$)
b) Ouverture à bord épais ($l/D_H > 0$)
c) Ouverture à bords biseautés dans le sens de l'écoulement
d) Ouverture à bords arrondis dans le sens de l'écoulement

15. Dans le cas général d'un écoulement par une ouverture dans une paroi séparant deux volumes, il se produit des phénomènes illustrés sur la figure 4.8. Le courant passe du canal 1 dans le canal 2 par une ouverture de diamètre D_0 pratiquée dans la cloison. Les dimensions des sections des deux canaux peuvent être quelconques, mais supérieures ou égales à la dimension de la section de l'ouverture. Le passage du courant par l'ouverture s'accompagne d'une déviation des trajectoires des particules, en conséquence de quoi, elles continuent par inertie leur mouvement vers l'axe de l'ouverture. Cela provoque une diminution de l'aire de la section F_1 du jet, qui devient F_c (section c — c), inférieure à la section de l'ouverture F_0. A partir de la section c — c, les trajectoires des particules en mouvement se redressent et par la suite il se produit le phénomène habituel d'élargissement brusque du jet.

16. Le coefficient de perte de charge d'un écoulement traversant une ouverture à bords effilés ($l/D_H = 0$, fig. 4.8, *a*) est calculé dans le cas général indiqué au § 15, pour $\mathbf{Re} = w_0 D_H/\nu > 10^5$, d'après la formule de l'auteur [Réf. 4.10] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \left(1 + 0{,}707\sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}} - \frac{F_0}{F_2}\right)^2 \qquad (4.18)$$

Pour $\mathbf{Re} < 10^5$ le coefficient de perte de charge peut être calculé d'après la formule approchée suivante, établie par l'auteur :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq$$

$$\cong \left(\frac{1}{\varphi^2} - 1\right) + \frac{0{,}342}{(\varepsilon_0^{\mathrm{Re}})^2}\left(1 + 0{,}707\sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}} - \frac{F_0}{F_2}\right)^2$$

$$= \zeta_\varphi + \bar{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}}\left(\zeta_0 - \frac{F_0}{F_2}\right)^2 \qquad (4.19)$$

où : φ : Coefficient de vitesse d'un écoulement par une ouverture à bords effilés, dépendant du nombre de Reynolds Re et du rapport des surfaces F_0/F_1 ;

$\varepsilon_0^{\mathrm{Re}} = F_c/F_0$ Coefficient de contraction de la section d'une ouverture à bords effilés pour $F_0/F_1 = 0$, dépendant du nombre de Reynolds ;

$\zeta_\varphi = (1/\varphi^2 - 1)$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_\varphi = f$ (Re, F_0/F_1) sur le graphique *a*) du diagramme 4.10 ;

$\bar{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}} = 0{,}342/(\varepsilon_0^{\mathrm{Re}})^2$ est déterminé d'après la courbe $\bar{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}} = f(\mathrm{Re})$ sur le graphique *a*) du même diagramme ;

$\zeta_0 = 1 + 0{,}707\sqrt{1 - F_0/F_1}$.

17. Des bords épais (fig. 4.8, *b*), biseautés dans le sens de l'écoulement (fig. 4.8, *c*), ou arrondis (fig. 4.8, *d*), font diminuer l'effet de rétrécissement du jet dans l'ouverture (le coefficient de contraction ε augmente), c'est-à-dire font diminuer la vitesse du jet dans la même section ($F_0' > F_0$, et $w_0' < w_c$). Puisque cette vitesse détermine les pertes par choc qui se produisent après l'ouverture, les pertes de charge diminuent.

18. Pour un écoulement passant par une ouverture dans une paroi de forme quelconque et à bords épais, le coefficient de perte de charge est calculé, dans le cas général indiqué dans le paragraphe 15, pour des nombres de Reynolds élevés (pratiquement pour $\mathbf{Re} \geqslant 10^5$), d'après la formule générale suivante établie par l'auteur [Réf. 4.12 et 4.13] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta'\left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right) + \left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right)^2 + \tau\sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}}\left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right) + \zeta_f \qquad (4.20)$$

ζ' Coefficient d'amélioration de l'entrée de l'ouverture, dépendant de la forme du bord d'entrée et égal à ζ sur les diagrammes 3.1 à 3.3 et 3.6 ;

τ Coefficient tenant compte de l'épaisseur de la paroi, de la forme de l'arête d'entrée de l'ouverture et des conditions d'écoulement par l'ouverture ; pour des bords épais, il est déterminé d'après la courbe $\tau = f(l/D_H)$ du diagramme 4.11, et pour des bords biseautés dans le sens de l'écoulement ou arrondis, d'après la formule approchée $\tau \cong 2\sqrt{\zeta'}$;

$\zeta_f = \lambda\ l/D_H$ Coefficient de perte de charge par frottement sur toute la profondeur de l'ouverture ;

λ Coefficient de perte de charge par frottement par unité de profondeur de l'ouverture, déterminé suivant les diagrammes 2.1 à 2.5 ;

Dans le cas de bords biseautés dans le sens de l'écoulement ou arrondis, on prend $\zeta_f = 0$.

Dans le cas d'ouverture à bords épais (dans une paroi épaisse), pour **Re** $< 10^5$, on peut se servir de la formule suivante, analogue à (4.19) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq \zeta_\varphi + \bar{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}} \left[0{,}5 \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right) + \left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right)^2 + \tau \sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}} \left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right) \right] + \zeta_f \qquad (4.21)$$

19. Le cas général d'un écoulement traversant une paroi par une ouverture se divise en une série de cas particuliers :

a. $F_1 = F_0$: élargissement brusque de la section (fig. 4.1), pour lequel la formule de perte de charge (4.20) se ramène à la formule (4.1);

b. $F_2 = F_0$: rétrécissement brusque de la section (fig. 3.6, *a*) pour lequel la formule de perte de charge (4.20) se ramène à la formule (3.3);

c. $F_1 = \infty$: entrée avec élargissement brusque (entrée par un diaphragme ou une grille, placée à l'extrémité d'un tube, fig. 3.10), pour laquelle la formule de perte de charge (4.20) se ramène à la formule suivante (si ζ est rapporté à la vitesse w_2 en aval de l'ouverture)* :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_2^2}{2g}} = \left[\zeta' + \left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right)^2 + \tau \left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right) + \zeta_f \right] \left(\frac{F_2}{F_0}\right)^2 \qquad (4.22)$$

d. $F_2 = \infty$: écoulement dans un espace infini à partir d'une ouverture (sortie de l'écoulement par un diaphragme ou une grille, à l'extrémité d'un tube, fig. 11.3), pour lequel la formule de perte de charge (4.20) se ramène à la formule suivante (si ζ est rapporté à la vitesse w_1 en amont de l'ouverture)** :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = \left[1 + \zeta' \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right) + \tau \sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}} + \zeta_f \right] \left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 \qquad (4.23)$$

e. $F_1 = F_2$: diaphragme (fig. 4.9), pour lequel la formule de perte de charge (4.20) se ramène à la formule suivante (si ζ est rapporté à la vitesse w_1 en amont de l'ouverture) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = \left[\left(\zeta' + \tau \sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}}\right) + \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right) + \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right)^2 + \zeta_f \right] \left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 \qquad (4.24)$$

FIG. 4.9. — Diaphragme

f. $F_1 = F_2 = \infty$: ouverture dans une paroi de surface illimitée (passage par une ouverture d'un grand volume dans un autre, fig. 4.10), pour laquelle la formule de perte de charge (4.20) se ramène à la formule suivante :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta' + \tau + 1 + \zeta_f \qquad (4.25)$$

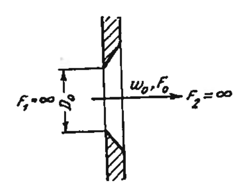


FIG. 4.10. — Ouverture dans une paroi

20. Le coefficient de perte de charge d'un diaphragme, pour des bords de formes diverses et pour **Re** $\geqslant 10^5$, s'exprime par les expressions suivantes :

a. **bords effilés** des ouvertures. Dans ce cas, nous avons $\zeta' = 0{,}5$ et $\tau = 1{,}41$, de sorte que la formule (4.24) se ramène à la formule suivante de l'auteur [Réf. 4.10, 4.12 et 4.13] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = \left(0{,}707 \sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}} + 1 - \frac{F_0}{F_1}\right)^2 \left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 \qquad (4.26)$$

(*) Ici l'indice 0 correspond à l'indice « ouv » et l'indice 2 correspond à l'indice 0 dans le chapitre III.

(**) Ici l'indice 0 correspond à l'indice « ouv » et l'indice 1 à l'indice 0 dans le chapitre XI.

b. **bords épais** des ouvertures. Dans ce cas le coefficient ζ' est égal aussi à 0,5, d'où :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = \left[\left(0{,}5 + \tau \sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}}\right) \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right) + \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right)^2 + \zeta_f \right] \left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 \qquad (4.27)$$

où : τ est déterminé d'après la courbe $\tau = f\,(l/D_H)$ du diagramme 4.11.

c. **bords biseautés** dans le sens de l'écoulement ou arrondis. En prenant approximativement $\tau = 2\sqrt{\zeta'}$ et $\zeta_f = 0$, nous obtenons le coefficient de perte de charge :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = \left[1 + \sqrt{\zeta' \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right)} - \frac{F_0}{F_1} \right]^2 \left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 \qquad (4.28)$$

dans le cas de bords biseautés dans le sens de l'écoulement, le coefficient ζ' est exprimé en fonction de l/D_H sur le graphique a) du diagramme 4.12; et dans le cas de bords arrondis, ζ' est égal à ζ d'un collecteur circulaire avec une paroi frontale, exprimé en fonction de r/D_H, sur le graphique b) du diagramme 4.12.

21. Le coefficient de perte de charge d'un diaphragme pour **Re** $< 10^5$ et d'une ouverture à bords effilés se calcule d'après la formule suivante, qui découle de la formule générale (4.19) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} \simeq \left[\left(\frac{1}{\varphi^2} - 1\right) + \frac{0{,}342}{(\varepsilon_0^{\mathrm{Re}})^2} \left(1 + 0{,}707 \sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}} - \frac{F_0}{F_1}\right)^2 \right] \left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 = \left[\zeta_\varphi + \bar{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}} \left(\zeta_0 - \frac{F_0}{F_1}\right)^2 \right] \left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 \qquad (4.29)$$

où : φ, $\varepsilon_0^{\mathrm{Re}}$, ζ_φ, $\bar{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}}$ et ζ_0 sont déterminés ainsi qu'il est indiqué dans le paragraphe 16.

Pour **Re** $< 10^5$, et avec des bords épais, on obtient, en se basant sur les formules (4.21) et (4.27) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} \simeq \left\{ \zeta_\varphi + \bar{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}} \left[\left(0{,}5 + \tau \sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}}\right) \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right) + \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right)^2 \right] + \zeta_f \right\} \left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 \qquad (4.30)$$

22. Le coefficient de perte de charge d'une ouverture dans une paroi de surface illimitée, avec des bords de formes diverses, et pour **Re** $\geqslant 10^5$ s'exprime par les expressions suivantes :

a. **bords effilés.** $\zeta' = 0{,}5$, $\tau = 1{,}41$, et $\zeta_f = 0$ de sorte que, en se basant sur (4.25), on a :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq 2{,}9^* \qquad (4.31)$$

b. **bords épais.** Le coefficient ζ' est aussi égal à 0,5, de sorte que la formule (4.25) donne :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1{,}5 + \tau + \zeta_f = \zeta' + \zeta_f \qquad (4.32)$$

où : $\zeta' = 1{,}5 + \tau$, obtenu expérimentalement par l'auteur, est représenté sous la forme $\zeta' = f\,(l/D_H)$ (graphique *a*), sur le diagramme 4.18.

c. **bords biseautés suivant l'écoulement ou arrondis.** En prenant $\zeta_f = 0$ et $\tau \simeq 2\sqrt{\zeta'}$, on obtient :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = (1 + \sqrt{\zeta'})^2 \qquad (4.33)$$

où : ζ' est déterminé respectivement d'après les courbes $\zeta' = f\,(l/D_H)$ (graphique *b*) et $\zeta' = f\,(r/D_H)$ (graphique *c*), sur le diagramme 4.12.

23. Le coefficient de perte de charge d'une ouverture dans une paroi infinie, pour **Re** $< 10^5$, les bords de l'ouverture étant effilés, est déterminé par la formule suivante, qui découle de la formule (4.19);

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \left(\frac{1}{\varphi^2} - 1\right) + \frac{1}{(\varepsilon_0^{\mathrm{Re}})^2} = \zeta_{\varphi 0} + \bar{\varepsilon}_0'^{\mathrm{Re}} \qquad (4.34)$$

où : $\zeta_{\varphi 0}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta_{\varphi 0} = f_1\,(\mathrm{Re})$ du diagramme 4.17 ;

$\bar{\varepsilon}_0'^{\mathrm{Re}}$ est déterminé d'après la courbe $\bar{\varepsilon}_0'^{\mathrm{Re}} = f_2\,(\mathrm{Re})$ du même diagramme 4.17.

Pour **Re** $< 10^5$, et des bords épais, on obtient la formule suivante, en se basant sur les formules (4.21) et (4.32) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \left(\frac{1}{\varphi^2} - 1\right) + \left(\frac{0{,}585}{\varepsilon_0^{\mathrm{Re}}}\right)^2 \zeta' + \zeta_f = \zeta_{\varphi 0} + 0{,}342\,\bar{\varepsilon}_0'^{\mathrm{Re}} \zeta' + \zeta_f \qquad (4.35)$$

(*) D'après les essais de l'auteur : $\zeta \simeq 2{,}8$.

où : $\zeta_{\varphi 0}$ et $\bar{\varepsilon}^{Re}$ sont déterminés comme pour une ouverture à bord effilés ;

ζ' est déterminé comme dans le paragraphe 22,*b*).

24. Pour des faibles rapports d'ouverture F_0/F_1 d'un diaphragme, il apparaît de grandes vitesses dans l'ouverture (supérieures au nombre de Mach) même pour des vitesses de l'écoulement relativement faibles dans la tuyauterie. En outre, l'influence de la compressibilité commence à apparaître, conduisant à une augmentation du coefficient de perte de charge du diaphragme.

Le coefficient de perte de charge du diaphragme peut être déterminé en tenant compte de l'influence de la compressibilité, par la formule :

$$\zeta_M = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_1 w_1^2}{2g}} = k_M \zeta \qquad (4.36)$$

où : ζ_M Coefficient de perte de charge d'un diaphragme pour des nombres de Mach M_1 élevés ;

ζ Coefficient de perte de charge d'un diaphragme pour de petits nombres M_1, voir paragraphes 16-23 ;

k_M Coefficient tenant compte de l'influence de la compressibilité de l'écoulement dans la section rétrécie de la veine passant par une ouverture ; il est déterminé d'après le graphique du diagramme 4.19 ;

$M_1 = w_1/a$ Nombre de Mach en amont du diaphragme ;

$a = \sqrt{\kappa g\, p_1/\gamma_1}$ Vitesse de propagation du son, *m/s* ;

$\kappa = C_p/C_v$ Indice adiabatique.

p_1, γ_1 Respectivement pression statique (absolue, *kgp/m²*) et poids spécifique (*kgp/m³*) du fluide en écoulement, dans la section précédant le diaphragme.

25. On peut obtenir une forte diminution de la perte de charge dans une ouverture, ainsi qu'à l'entrée dans un canal rectiligne, en disposant une nervure ou un décrochement à l'entrée dans l'ouverture (fig. 4.11). Ainsi, par exemple, d'après les essais de Khanzonkov [Réf. 3.11], avec une nervure annulaire telle que $D_1/D_0 \simeq 1{,}22$ et $l/D_0 \simeq 0{,}25$, le coefficient de perte de charge d'une ouverture dans une paroi infinie s'abaisse jusqu'à $\zeta = 1{,}15$ au lieu de $\zeta \simeq 2{,}7$ à 2,8 quand il n'y a pas de nervure.

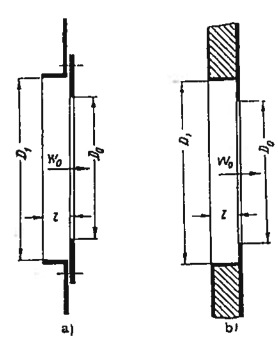


FIG. 4.11. — Entrée dans une ouverture: par une nervure (a) ou un décrochement (b) annulaires

26. Pour une écoulement dans une collecteur continu, encastré dans une paroi infinie (Cf. diagramme 4.20), la perte de charge se compose de la résistance à l'entrée du collecteur, du frottement dans le tronçon droit et de la résistance à la sortie. Le coefficient de perte de charge peut être déterminé par la formule :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta' + \zeta_f \qquad (4.37)$$

où : ζ' Coefficient tenant compte simultanément des pertes à l'entrée et à la sortie, déterminé par les courbes $\zeta = f\,(l/D_H,\, r/D_H)$ du diagramme 4.20 ;

$\zeta_f = \lambda\, l/D_H$ Coefficient de perte de charge par frottement dans le tronçon rectiligne du collecteur.

27. Lorsque l'écoulement traverse une paroi par des ouvertures pourvues d'obturateurs divers, la perte de charge est plus grande qu'en l'absence d'obturateurs, parce qu'ils compliquent la trajectoire. De plus, le coefficient de perte de charge devient fonction de l'angle α d'ouverture des obturateurs et de leur longueur relative.

28. On peut traiter aussi la partie active ouverte d'une soufflerie aérodynamique (fig. 4.12) comme un écoulement avec élargissement brusque.

La source principale de pertes dans la partie ouverte d'une soufflerie est la dispersion de l'énergie due à un effet éjecteur. La deuxième source de pertes est due à ce que les « masses associées » du milieu environnant sont séparées du jet libre par le diffuseur. L'énergie cinétique de cette partie séparée du jet est perdue pour le tunnel et constitue par conséquent la part de la perte de charge due à la partie active ouverte du tunnel aérodynamique.

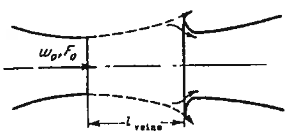


FIG. 4.12. — Partie active ouverte d'une soufflerie aérodynamique

Le coefficient de perte de charge global de cette veine ouverte se calcule d'après la formule d'Abramovič [Réf. 4.1] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 0{,}0845\,\frac{l_{veine}}{D_H} - 0{,}0053\left(\frac{l_{veine}}{D_H}\right)^2 \qquad (4.38)$$

où : $D_H = 4F_0/\Pi_0$ Diamètre hydraulique de la section de sortie de la tuyère du tunnel ; dans le cas d'une section elliptique de la veine active, nous avons approximativement :

$$D_H \simeq \frac{a_0\, b_0}{1{,}5\,(a_0 + b_0) - \sqrt{a_0\, b_0}} \qquad (4.39)$$

l_{veine} : longueur de la partie active ouverte du tunnel, *m* ;

$a_0\, b_0$: demi-axes de l'ellipse, *m*.

4.3. LISTE DES DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTES DE CHARGE FIGURANT DANS LE CHAPITRE IV

Désignation des diagrammes	Source	Numéro du diagramme	Remarques
Elargissement brusque avec répartition uniforme des vitesses	—	4.1	Formule de Borda-Carnot pour les faibles Re, expériences de Karev [4.15]
Elargissement brusque en aval d'un tronçon long et rectiligne, un diffuseur, etc. avec répartition des vitesses suivant la loi exponentielle. Section circulaire ou rectangulaire Re > 3,5.10³	Idel'čik [Réf. 4.11]	4.2	Formules calculées
Elargissement brusque en aval d'un tronçon long, aplati et rectiligne, un diffuseur aplati, etc., avec répartition des vitesses suivant la loi exponentielle Re > 3,5.10³	Idel'čik [Réf. 4.11]	4.3	Formules calculées
Elargissement brusque d'un canal aplati en aval de grilles, d'aubes directrices, dans des coudes, etc. avec répartition des vitesses suivant la loi de la fonction trigonométrique Re > 3,5.10³	Idel'čik [Réf. 4.11]	4.4	Formules calculées
Elargissement brusque en aval de diffuseurs aplatis avec $\alpha > 10°$, de coudes, etc., avec répartition non symétrique des vitesses Re > 3,5.10³	Idel'čik [Réf. 4.11]	4.5	Formules calculées
Elargissement brusque en aval de tronçons avec répartition parabolique des vitesses Re > 3,5.10³	Idel'čik [Réf. 4.11]	4.6	Formules calculées
Déformation de l'écoulement dans une conduite ou un canal rectiligne Re > 3,5.10³	Idel'čik [Réf. 4.11]	4.7	Formules calculées
Déformation de l'écoulement dans une conduite ou un canal rectiligne lorsqu'un jet libre y pénètre (éjecteur) Re > 3,5.10³	Idel'čik [Réf. 4.11]	4.8	Formules calculées
Diaphragme ou ouverture à bords effilés (l/D_H = 0 à 0,015) laissant passer l'écoulement d'un volume dans un autre Re > 10⁵	Idel'čik [Réf. 4.12–4.13]	4.9	Formules calculées
Diaphragme ou ouverture à bords effilés (l/D_H = 0 à 0,015) laissant passer l'écoulement d'un volume dans un autre Re < 10⁵	Idel'čik [Réf. 4.14]	4.10	Formules calculées (approximativement)
Diaphragme ou ouverture à bords épais (l/D_H > 0,015), laissant passer l'écoulement d'un volume dans un autre	Idel'čik [Réf. 4.12–4.13]	4.11	Formules calculées

Désignation des diagrammes	Source	Numéro du diagramme	Remarques
Diaphragme ou ouverture à bords biseautés ou arrondis (l/D_H > 0,015), laissant passer l'écoulement d'un volume dans un autre	Idel'čik [Réf. 4.12–4.13]	4.12	Formules calculées
Diaphragme ou ouverture à bords effilés (l/D_H = 0 à 0,015) dans une conduite ou un canal rectiligne	Idel'čik [Réf. 4.12–4.14]	4.13	Formules calculées
Diaphragme ou ouverture à bords épais (l/D_H > 0,015) dans une conduite ou un canal rectiligne	Idel'čik [Réf. 4.12–4.14]	4.14	Formules calculées
Diaphragme ou ouverture à bords biseautés dans le sens de l'écoulement (α = 40 à 60°) dans une conduite rectiligne Re > 10⁴	Idel'čik [Réf. 4.12–4.14]	4.15	Formules calculées
Diaphragme ou ouverture à bords arrondis dans une conduite rectiligne Re > 10⁴	Idel'čik [Réf. 4.12–4.14]	4.16	Formules calculées
Ouverture à bords effilés (l/D_H = 0 à 0,015) dans une paroi infinie	Idel'čik [Réf. 4.12–4.14]	4.17	Formules calculées
Ouverture à bords divers dans une paroi infinie	Idel'čik [Réf. 4.12–4.14]	4.18	Formules calculées
Diaphragme pour les grandes vitesses (supérieures au nombre de Mach)	—	4.19	D'après les données calculées [Réf. 4.21]
Collecteur encastré dans une paroi infinie	Khanžonkov [Réf. 4.20]	4.20	Données expérimentales
Clapet plat, simple, mobile autour de son extrémité supérieure suspendue à l'aval de l'ouverture	Bromlej [Réf. 4.7]	4.21	Données expérimentales
Clapet plat, simple, mobile autour de son extrémité supérieure suspendue à l'amont de l'ouverture	Bromlej [Réf. 4.7]	4.22	Données expérimentales
Clapet plat, simple, mobile autour de son axe de symétrie horizontal	Bromlej [Réf. 4.7]	4.23	Données expérimentales
Deux clapets, mobiles autour de leurs extrémités supérieures suspendues en amont et en aval de l'ouverture	Bromlej [Réf. 4.7]	4.24	Données expérimentales
Deux clapets, mobiles l'un autour de son extrémité supérieure suspendue en amont, l'autre autour de son extrémité inférieure, accrochée en aval de l'ouverture	Bromlej [Réf. 4.7]	4.25	Données expérimentales
Grille estampée avec persienne à lamelles rotatives, dans une paroi infinie, $\bar{f} \cong 0,8$; pleine ouverture de la persienne	—	4.26	Orientation approchée
Partie active ouverte d'un tunnel aérodynamique	Abramovič [Réf. 4.1]	4.27	Formule théorique

4.4. DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE

Elargissement brusque pour un écoulement avec répartition uniforme des vitesses	Chapitre IV Diagramme 4.1

1) Pour $\mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu \geqslant 3{,}5.10^3$:

a) Sans déflecteurs :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right)^2$$

$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 = périmètre

déterminé par la courbe $\zeta = f(F_0/F_2)$ sans déflecteurs du graphique *a*).

b) Avec déflecteurs :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq 0{,}6\left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right)^2$$

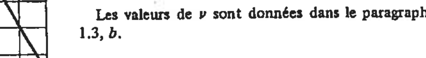
déterminé par la courbe $\zeta = f(F_0/F_2)$ avec déflecteurs du graphique *a*).

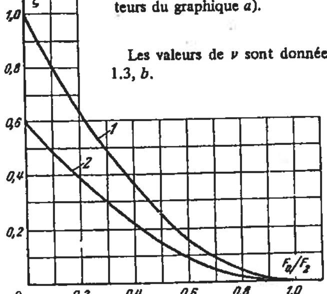
Les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3, *b*.

2) Pour $10 < \mathrm{Re} < 3{,}5.10^3$ $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé par la courbe $\zeta = f(\mathrm{Re}, F_0/F_2)$ du graphique *b*).

3) Pour $1 < \mathrm{Re} < 8$:

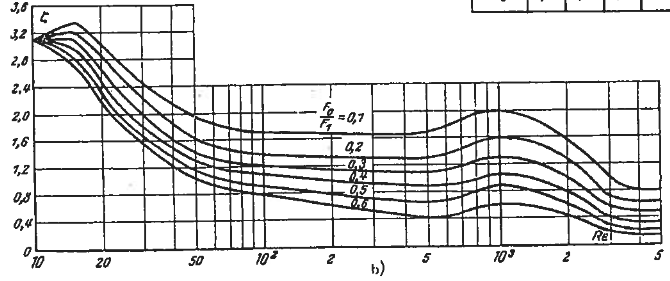
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{26}{\mathrm{Re}}$$





a)

F_0/F_2	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	1,0
1. Sans déflecteurs										
ζ	1,00	0,81	0,64	0,50	0,36	0,25	0,16	0,09	0,04	0
2. Avec déflecteurs										
ζ	0,60	0,49	0,39	0,30	0,21	0,15	0,10	0,05	0,02	0



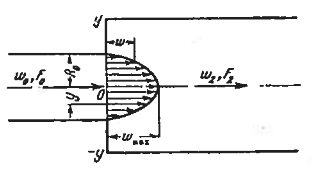
b)

F_0/F_2	Re 10	15	20	30	40	50	10^2	2.10^2	5.10^2	10^3	2.10^3	3.10^3	$3{,}5.10^3$
0,1	3,10	3,20	3,00	2,40	2,15	1,95	1,70	1,65	1,70	2,00	1,60	1,00	0,81
0,2	3,10	3,20	2,80	2,20	1,85	1,65	1,40	1,30	1,30	1,60	1,25	0,70	0,64
0,3	3,10	3,10	2,60	2,00	1,60	1,40	1,20	1,10	1,10	1,30	0,95	0,60	0,50
0,4	3,10	3,00	2,40	1,80	1,50	1,30	1,10	1,00	0,85	1,05	0,80	0,40	0,36
0,5	3,10	2,80	2,30	1,65	1,35	1,15	0,90	0,75	0,65	0,90	0,65	0,30	0,25
0,6	3,10	2,70	2,15	1,55	1,25	1,05	0,80	0,60	0,40	0,60	0,50	0,20	0,16

Elargissement brusque en aval d'un tronçon long et rectiligne, un diffuseur, etc, avec une répartition des vitesses suivant la loi exponentielle Section circulaire ou rectangulaire $\mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu > 3{,}5 \cdot 10^3$	Chapitre IV Diagramme 4.2

$$\frac{w}{w_{max}} = \left(1 - \frac{y}{R_0}\right)^{\frac{1}{m}} ; m \geqslant 1$$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{1}{n^2} + N - \frac{2M}{n}$$: est déterminé sur le graphique *a*).



$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre ; $n = F_2/F_0$

$$M = \frac{(2m+1)^2(m+1)}{4m^2(m+2)}$$

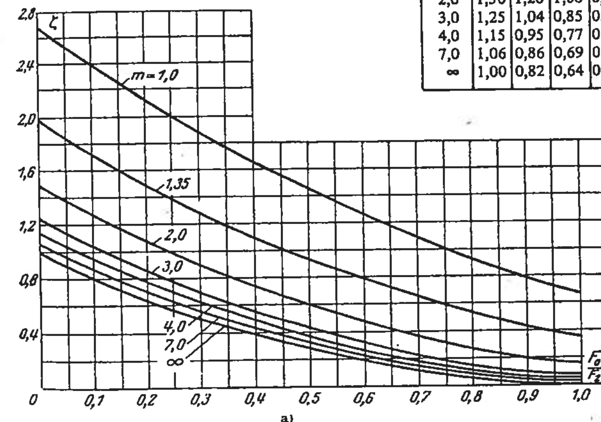
$$N = \frac{(2m+1)^3(m+1)^3}{4m^4(2m+3)(m+3)}$$

sont déterminés sur sur le graphique *b*) ;

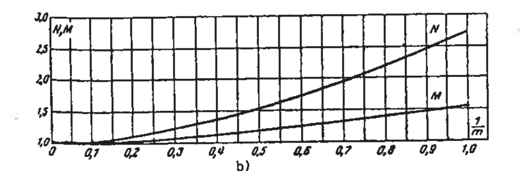
Les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3, *b*).

Valeurs de ζ

m	F_0/F_2 0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	1,0
1,0	2,70	2,42	2,14	1,90	1,66	1,45	1,26	1,09	0,94	0,70
1,35	2,00	1,74	1,51	1,29	1,00	0,93	0,77	0,65	0,53	0,36
2,0	1,50	1,28	1,08	0,89	0,72	0,59	0,46	0,35	0,27	0,16
3,0	1,25	1,04	0,85	0,68	0,53	0,41	0,30	0,20	0,14	0,07
4,0	1,15	0,95	0,77	0,62	0,47	0,35	0,25	0,17	0,11	0,05
7,0	1,06	0,86	0,69	0,53	0,41	0,29	0,19	0,12	0,06	0,02
∞	1,00	0,82	0,64	0,48	0,36	0,25	0,16	0,09	0,04	0



a)



b)

m	1,0	1,35	2,0	3,0	4,0	7,0	∞
N	2,70	2,00	1,50	1,25	1,15	1,06	1,0
M	1,50	1,32	1,17	1,09	1,05	1,02	1,0

Elargissement brusque en aval d'un tronçon long, aplati et rectiligne, un diffuseur aplati, etc, avec répartition des vitesses suivant la loi exponentielle
$Re = w_0 D_H/\nu > 3{,}5 \cdot 10^3$

Chapitre IV

Diagramme 4.3

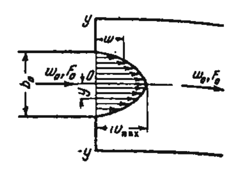
$\zeta = \dfrac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}} = \dfrac{1}{n^2} + N - \dfrac{2M}{n}$: est déterminé sur le graphique *a*) ;

$M = \dfrac{(m+1)^2}{m(m+2)}$

$N = \dfrac{(m+1)^3}{m^2(m+3)}$

sont déterminés sur le graphique *b*) ;

Les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3, *b*).

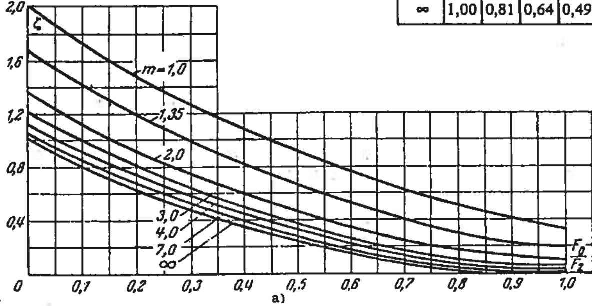


$D_H = 4D_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre ; $n = F_2/F_0$

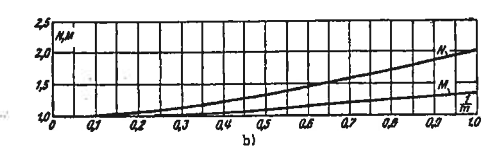
$\dfrac{w}{w_{max}} = \left(1 - \dfrac{2y}{b_0}\right)^{\frac{1}{m}}$; $m > 1$

Valeurs de ζ

m	F_0/F_2									
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	1,0
1,0	2,00	1,74	1,51	1,28	1,19	0,92	0,77	0,64	0,51	0,34
1,35	1,65	1,40	1,20	1,00	0,83	0,67	0,53	0,41	0,32	0,20
2,0	1,35	1,14	0,94	0,77	0,62	0,48	0,36	0,26	0,19	0,10
3,0	1,19	0,98	0,80	0,64	0,49	0,37	0,24	0,18	0,12	0,05
4,0	1,12	0,92	0,74	0,60	0,46	0,33	0,23	0,14	0,09	0,04
7,0	1,04	0,85	0,67	0,54	0,41	0,28	0,18	0,08	0,05	0,02
∞	1,00	0,81	0,64	0,49	0,36	0,25	0,15	0,08	0,04	0



a)



b)

m	1,0	1,35	2,0	3,0	4,0	7,0	∞
N	2,00	1,64	1,35	1,18	1,12	1,04	1,0
M	1,33	1,22	1,13	1,07	1,04	1,02	1,0

Elargissement brusque d'un canal aplati en aval de grilles, d'aubes directrices dans des coudes, etc, avec répartition des vitesses suivant la loi de la fonction trigonométrique
$Re = w_0 D_H/\nu > 3{,}5 \cdot 10^3$

Chapitre IV

Diagramme 4.4

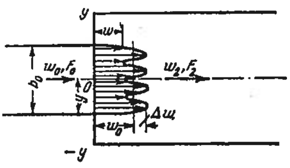
$\zeta = \dfrac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}} = \dfrac{1}{n^2} + N - \dfrac{2M}{n}$, déterminé sur le graphique *a*) ;

$M = 1 + \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\Delta w}{w_0}\right)^2$

$N = 1 + \dfrac{3}{2}\left(\dfrac{\Delta w}{w_0}\right)^2$

sont déterminés sur le graphique *b*) ;

Les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3, *b*).

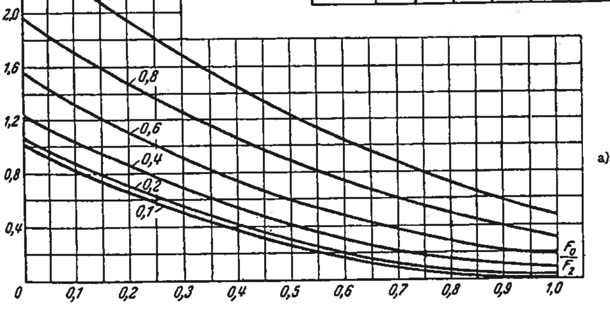


$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre ; $n = F_2/F_0$

$w/w_0 = 1 + \Delta w/w_0 \sin 2k\pi\ 2y/b_0$; k : nombre entier ;

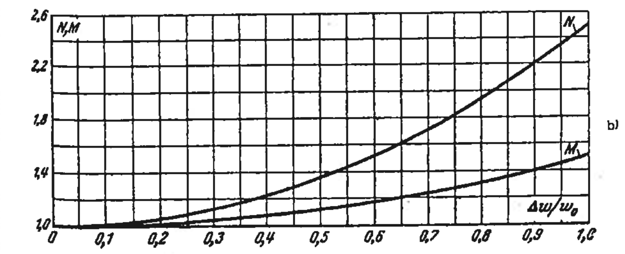
Valeurs de ζ

$\Delta w/w_0$	F_0/F_2									
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	1,0
0,1	1,01	0,83	0,66	0,50	0,38	0,26	0,17	0,10	0,06	0,01
0,2	1,06	0,88	0,70	0,54	0,40	0,29	0,20	0,13	0,07	0,02
0,4	1,24	1,04	0,84	0,68	0,54	0,41	0,30	0,22	0,16	0,08
0,6	1,54	1,31	1,18	0,92	0,75	0,61	0,48	0,39	0,29	0,18
0,8	1,96	1,70	1,47	1,27	1,07	0,89	0,75	0,60	0,49	0,32
1,0	2,50	2,21	1,95	1,70	1,46	1,25	1,05	0,88	0,74	0,50



a)

$\Delta w/w_0$	N	M
0,1	1,0	1,00
0,2	1,06	1,02
0,3	1,13	1,04
0,4	1,24	1,08
0,5	1,37	1,12
0,6	1,54	1,18
0,7	1,73	1,24
0,8	1,96	1,32
0,9	2,22	1,40
1,0	2,50	1,50

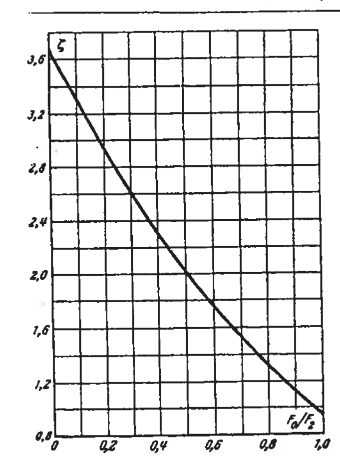


b)

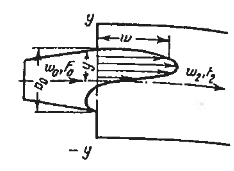
Elargissement brusque après des diffuseurs aplatis avec $\alpha > 10°$, des coudes, etc, avec répartition non symétrique des vitesses $Re = w_0 D_H/\nu > 3{,}5 \cdot 10^3$

Chapitre IV

Diagramme 4.5



F_0/F_2	ζ
0	3,70
0,1	3,34
0,2	2,99
0,3	2,66
0,4	2,36
0,5	2,09
0,6	1,82
0,7	1,58
0,8	1,35
1,0	0,96



$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre ; $n = F_2/F_0$

$w/w_0 = 0{,}585 + 1{,}64 \sin (0{,}2 + 1{,}95\ 2y/b_0)$

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{1}{n^2} + 3{,}7 - \frac{3{,}74}{n}$, est déterminé suivant la courbe $\zeta = f(F_0/F_2)$.

Les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3, *b*).

Elargissement brusque en aval de tronçons avec répartition parabolique des vitesses $Re = w_0 D_H/\nu > 3{,}5 \cdot 10^3$

Chapitre IV

Diagramme 4.6

$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre ; $n = F_2/F_0$

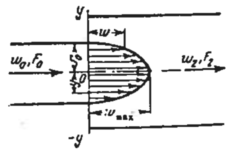
a) Conduite circulaire :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{1}{n^2} + 2 - \frac{2{,}66}{n}$$

b) Conduite aplatie

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{1}{n^2} + 1{,}55 - \frac{2{,}4}{n}$$

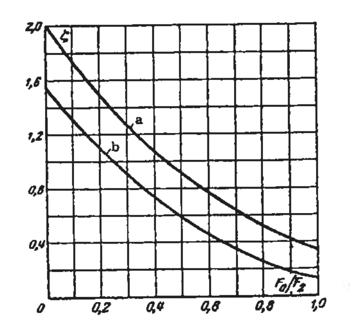
sont déterminés d'après les courbes correspondantes $\zeta = f(F_0/F_2)$;



$w/w_{max} = 1 - (y/R_0)^2$

Les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3 *b*).

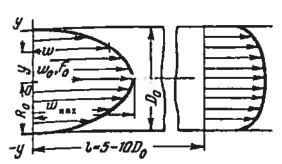
F_0/F_2	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	1,0
a) Conduite circulaire										
ζ	2,00	1,75	1,51	1,30	1,10	0,92	0,78	0,63	0,51	0,34
b) Conduite aplatie										
ζ	1,55	1,32	1,11	0,92	0,75	0,60	0,47	0,36	0,27	0,15



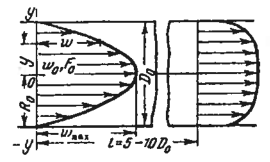
Déformation du courant dans une conduite ou un canal rectiligne $Re = w_0 D_H/\nu > 3{,}5 \cdot 10^3$

Chapitre IV

Diagramme 4.7



$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre



1) Loi exponentielle de répartition des vitesses

$$\frac{w}{w_{max}} = \left(1 - \frac{y}{R_0}\right)^{\frac{1}{m}} \qquad m \geqslant 1$$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1 + N - 2M :$$

déterminé par la courbe correspondante $\zeta = f(1/m)$.

M et *N* sont déterminés sur le graphique *b*) des diagrammes 4.2 et 4.3.

2) Loi parabolique de répartition des vitesses

$$\frac{w}{w_{max}} = 1 - \left(\frac{y}{R_0}\right)^2$$

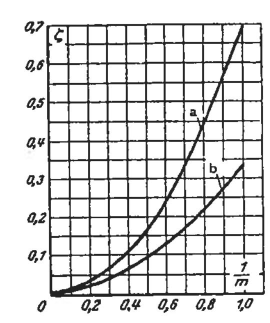
a) Tube circulaire

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 0{,}34$$

b) Tube aplati

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 0{,}15$$

Les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3 *b*).



m	1,0	1,35	2,0	4,0	7,0	∞
a) Tube circulaire						
ζ	0,7	0,36	0,16	0,05	0,02	0
b) Tube aplati						
ζ	0,31	0,19	0,10	0,04	0,02	0

Déformation de l'écoulement dans une conduite ou un canal rectiligne lorsqu'un jet libre y pénètre (éjecteur) $\mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu > 3{,}5 \cdot 10^3$

Chapitre IV — **Diagramme 4.8**

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1 + N - 2M$$

$$M = \frac{1}{\bar{q}^2}\left(\frac{F_2}{F_0}\right)$$

$$N = \frac{1}{\bar{q}^3}\left(\frac{F_2}{F_0}\right)^2 \bar{e}$$

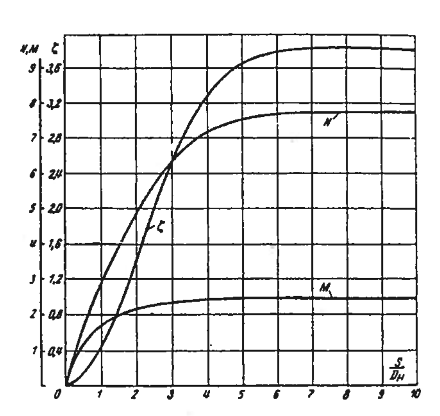
$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 périmètre

Les grandeurs ζ, M et N sont déterminées sur le graphique du diagramme donné, en fonction de la longueur du jet libre S/D_H ;

$$\bar{F} = \frac{F_2}{F_0} = \frac{F_{jet}}{F_0}, \bar{q} \text{ et } \bar{e}$$

sont déterminés en fonction de la longueur du jet libre, sur les diagrammes 11.32 et 11.33 ;

Les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3. *b*).



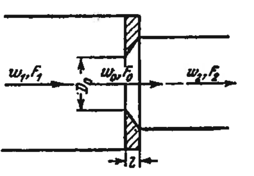
S/D_H	ζ	N	M
0,5	0,16	1,65	1,25
1,0	0,46	2,89	1,71
1,5	0,84	3,90	2,00
2,0	1,43	4,85	2,20
2,5	2,02	5,65	2,30
3,0	2,54	6,35	2,40
4,0	3,26	7,20	2,45
5,0	3,65	7,55	2,45
6,0	3,80	7,68	2,45
8,0	3,81	7,70	2,45
10	3,81	7,70	2,45

Diaphragme ou ouverture à bords effilés ($l/D_H = 0$ à 0,015) laissant passer l'écoulement d'un espace dans un autre $\mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu < 10^5$

Chapitre IV — **Diagramme 4.9**

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \cong \left(1 + 0{,}707\sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}} - \frac{F_0}{F_2}\right)^2$$: est déterminé par les courbes $\zeta = f(F_0/F_1)$ pour divers F_0/F_2.

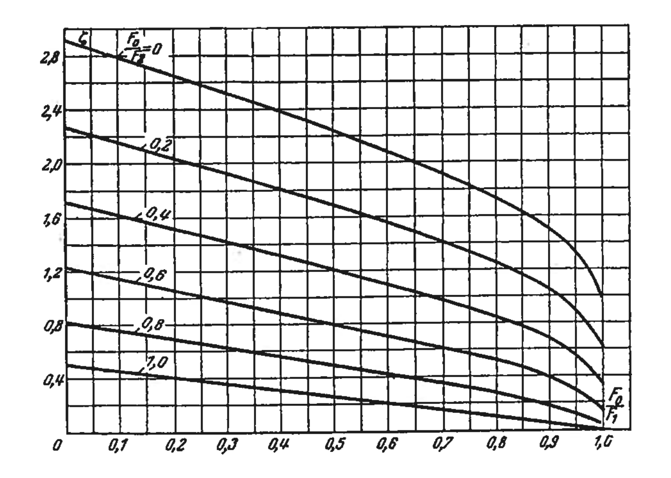
Les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3. *b*).



$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre

Valeurs de ζ

F_0/F_2	F_0/F_1										
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0	2,90	2,80	2,67	2,53	2,40	2,25	2,09	1,98	1,75	1,50	1,00
0,2	2,27	2,17	2,05	1,94	1,82	1,69	1,55	1,40	1,26	1,05	0,64
0,4	1,70	1,62	1,52	1,42	1,32	1,20	1,10	0,98	0,85	0,68	0,36
0,6	1,23	1,15	1,07	0,98	0,90	0,80	0,72	0,62	0,52	0,39	0,16
0,8	0,82	0,76	0,69	0,63	0,56	0,49	0,42	0,35	0,28	0,18	0,04
1,0	0,50	0,45	0,40	0,35	0,30	0,25	0,20	0,15	0,10	0,05	0



Diaphragme ou ouverture à bords effilés ($l/D_H = 0$ à $0{,}015$) laissant passer l'écoulement d'un espace dans un autre $\mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu < 10^5$	Chapitre IV Diagramme 4.10

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_\varphi + \bar{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}}\left(\zeta_0 - \frac{F_0}{F_2}\right)^2 \text{ (approximativement)}$$

où : ζ_φ est déterminé par les courbes

$$\zeta_\varphi = f_1(\mathrm{Re}, F_0/F_1)$$

sur le graphique *a*) ;

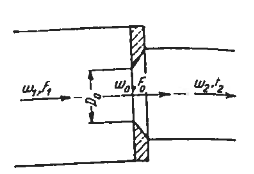
$\bar{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}}$ est déterminé par la courbe

$$\bar{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}} = f_2(\mathrm{Re})$$

sur le même graphique ;

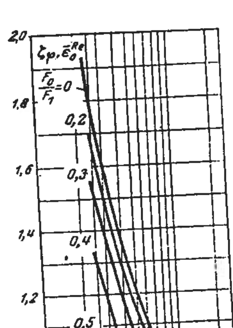
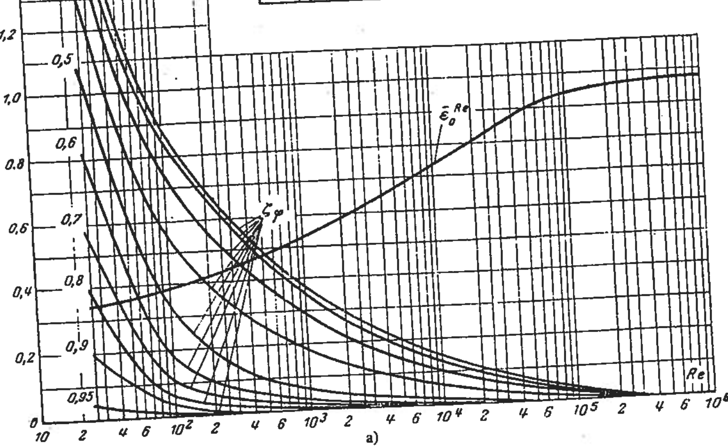
$\zeta_0 = 1 + 0{,}707\sqrt{1 - F_0/F_1}$ est déterminé par la courbe $\zeta_0 = f(F_0/F_1)$ sur le graphique *b*) ;

Les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3 *b*).



$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 . périmètre

Re	2,5.10	4.10	6.10	10^2	2.10^2	4.10^2	10^3	2.10^3	4.10^3	10^4	2.10^4	10^5	2.10^5	10^6
$\bar{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}}$	0,34	0,36	0,37	0,40	0,42	0,46	0,53	0,59	0,64	0,74	0,81	0,94	0,96	0,98
F_0/F_1	Valeurs de ζ_φ													
0	1,94	1,38	1,14	0,89	0,69	0,64	0,39	0,30	0,22	0,15	0,11	0,04	0,01	0
0,2	1,78	1,36	1,05	0,85	0,67	0,57	0,36	0,26	0,20	0,13	0,09	0,03	0,01	0
0,3	1,57	1,16	0,88	0,75	0,57	0,43	0,30	0,22	0,17	0,10	0,07	0,02	0,01	0
0,4	1,35	0,99	0,79	0,57	0,40	0,28	0,19	0,14	0,10	0,06	0,04	0,02	0,01	0
0,5	1,10	0,75	0,55	0,34	0,19	0,12	0,07	0,05	0,03	0,02	0,01	0,01	0,01	0
0,6	0,85	0,56	0,30	0,19	0,10	0,06	0,03	0,02	0,01	0,01	0	0	0	0
0,7	0,58	0,37	0,23	0,11	0,06	0,03	0,02	0,01	0	0	0	0	0	0
0,8	0,40	0,24	0,13	0,06	0,03	0,02	0,01	0	0	0	0	0	0	0
0,9	0,20	0,13	0,08	0,03	0,01	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,95	0,03	0,03	0,02	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

a)

Diaphragme ou ouverture à bords épais ($l/D_H > 0{,}015$) laissant passer l'écoulement d'un volume dans un autre	Chapitre IV Diagramme 4.11

1) $\mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu > 10^5$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \cong 0{,}5\left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right) + \left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right)^2 +$$

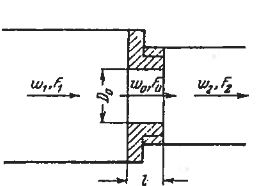
$$+ \tau\sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}}\left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right) + \lambda\frac{l}{D_H} = \zeta_0 + \lambda\frac{l}{D_H}$$

où : τ est déterminé par la courbe $\tau = f(l/D_H)$

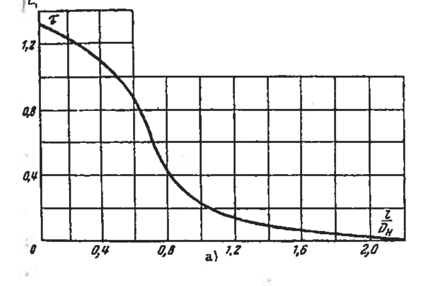
λ est déterminé en fonction de Re et $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$ sur les diagrammes 2.2 à 2.5 ;

Δ est donné dans le tableau 2.1 ;

ν est donné dans le paragraphe 1.3, *b*).



$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre



a)

2) $\mathrm{Re} < 10^5$ (approximativement) :

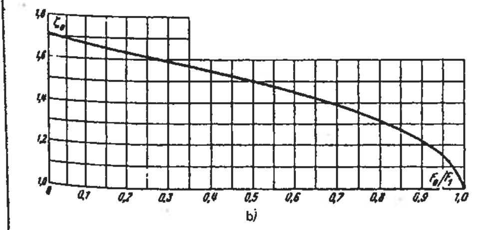
$$\zeta = \zeta_\varphi + \bar{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}}\zeta_0$$

où : ζ_φ et $\bar{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}}$: voir le diagramme 4.10

$$\zeta_0 = 0{,}5\left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right) + \left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right)^2 + \tau\sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}}\left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right)$$

l/D_H	τ	l/D_H	τ
0	1,35	1,0	0,24
0,2	1,22	1,2	0,16
0,4	1,10	1,6	0,07
0,6	0,84	2,0	0,02
0,8	0,42	2,4	0

Suite du diagramme 4.10



b)

Valeurs de ζ_0

F_0/F_1	τ	F_0/F_1	τ
0	1,71	0,6	1,45
0,1	1,67	0,7	1,39
0,2	1,63	0,8	1,32
0,3	1,59	0,9	1,22
0,4	1,55	1,0	1,00
0,5	1,50		

Diaphragme ou ouverture à bords biseautés dans le sens de l'écoulement ou arrondis laissant passer l'écoulement d'un volume dans un autre

Chapitre IV

Diagramme 4.12

Caractéristique du diaphragme	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Ouverture à bords biseautés dans le sens de l'écoulement	w_1, F_1; w_0, F_0; w_2, F_2; D_0; α; l	$\zeta \cong \zeta' \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right) + \left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right)^2 + 2\sqrt{\zeta' \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right)} \left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right)$ où : ζ' est déterminé par la courbe $\zeta' = f(l/D_H)$ du graphique *a*)
Ouverture à bords arrondis	w_1, F_1; w_0, F_0; w_2, F_2; D_0; r	$\zeta = \zeta' \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right) + \left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right)^2 + 2\sqrt{\zeta' \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right)} \left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right)$ où : ζ' est déterminé par la courbe $\zeta' = f(r/D_H)$ du graphique *b*)

l/D_H	0,01	0,02	0,03	0,04	0,06	0,08	0,12	≥ 0,16
ζ'	0,46	0,42	0,38	0,35	0,29	0,23	0,16	0,13

a)

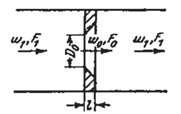
r/D_H	0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,08	0,12	0,16	≥ 0,2
ζ'	0,50	0,44	0,37	0,31	0,26	0,22	0,19	0,15	0,09	0,06	0,03

b)

Diaphragme ou ouverture à bords effilés ($l/D_H = 0$ à 0,015) dans une conduite ou un canal rectiligne

Chapitre IV

Diagramme 4.13



$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre

1) $\mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu \geqslant 10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} \simeq \left(1 + 0{,}707\sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}} - \frac{F_0}{F_1}\right)^2 \left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2$$

ζ est déterminé sur la courbe $\zeta = f(F_0/F_1)$

2) $\mathrm{Re} < 10^5$ (approximativement) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} \simeq \left[\zeta_\varphi + \bar{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}}\left(\zeta_0 - \frac{F_0}{F_1}\right)^2\right]\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2$$

où : ζ_φ est déterminé par les courbes

$$\zeta_\varphi = f_1(\mathrm{Re}, F_0/F_1)$$

du graphique *a*) dans le diagramme 4.10 ;

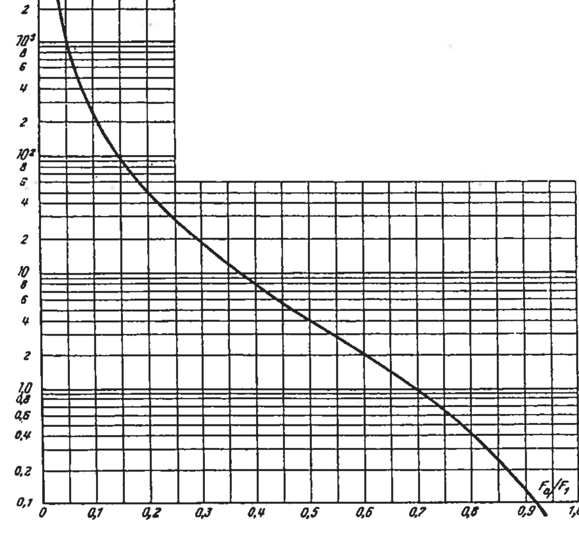
$\bar{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}}$ est déterminé par la courbe $\bar{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}} = f_2(Re)$ du même graphique *a*) dans le diagramme 4.10 ;

$\zeta = 1 + 0{,}707\sqrt{1 - F_0/F_1}$ est déterminé par la courbe du graphique *b*) dans le même diagramme 4.10 ;

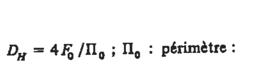
Les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3, *b*).

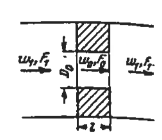
F_0/F_1	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,08	0,10	0,12	0,14	0,16	0,18	0,20	0,22	0,24	0,26	0,28	0,30	0,32
ζ	7000	3100	1670	1050	730	400	245	165	117	86,0	65,5	51,5	40,6	32,0	26,8	22,3	18,2	15,6

F_0/F_1	0,34	0,36	0,38	0,40	0,43	0,47	0,50	0,52	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75	0,80	0,85	0,90	0,95	1,00
ζ	13,1	11,6	9,55	8,25	6,62	4,95	4,00	3,48	2,85	2,00	1,41	0,97	0,65	0,42	0,25	0,13	0,05	0



Diaphragme ou ouverture à bords épais ($l/D_H > 0{,}015$) dans une conduite ou un canal rectiligne	Chapitre IV Diagramme 4.14





1) $\mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu > 10^5$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} \cong \left[\left(0{,}5 + \tau\sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}}\right)\left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right) + \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right)^2 + \lambda\frac{l}{D_H}\right]\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 = \left(\zeta_0 + \lambda\frac{l}{D_H}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2$$

où : $\tau = f(l/D_H)$ est donné dans le tableau et le graphique *a*) du diagramme 4.11.

λ est déterminé en fonction de Re et $\overline{\Delta} = \Delta/D_H$ sur les diagrammes 2.2 à 2.5.

Pour $\lambda = 0{,}02$ les valeurs de ζ sont déterminées globalement d'après les courbes $\zeta = f(l/D_H)$ pour divers F_0/F_1, ou d'après le tableau.

2) $\mathrm{Re} < 10^5$ (approximativement)

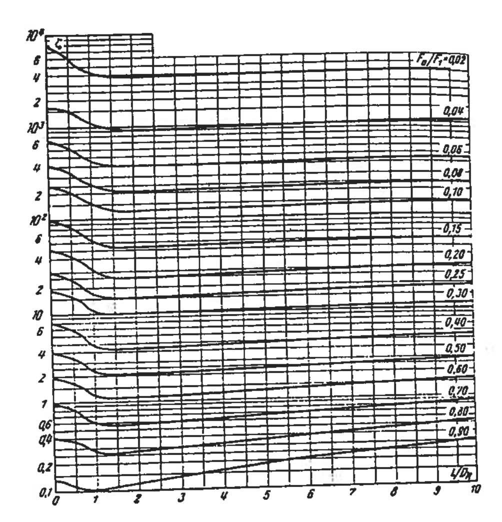
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} \cong \left(\zeta_\varphi + \overline{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}}\,\zeta_0 + \lambda\frac{l}{D_H}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2$$

ζ_φ et $\overline{\varepsilon}_0^{\mathrm{Re}}$: voir diagramme 4.10 ;

ζ_0 voir paragraphe 1 ;

ν est donné dans le paragraphe 1.3, *b*) ;

Δ est donné dans le tableau 2.1.

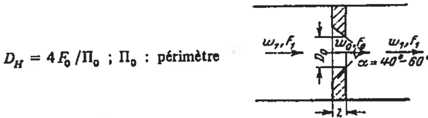


Valeurs de ζ

l/D_H	τ	F_0/F_1: 0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,0
0	1,35	7 000	1 670	730	400	245	96,0	51,5	30,0	18,2	8,25	4,00	2,00	0,97	0,42	0,13	0
0,2	1,22	6 600	1 600	687	374	230	94,0	48,0	28,0	17,4	7,70	3,75	1,87	0,91	0,40	0,13	0,01
0,4	1,10	6 310	1 530	660	356	221	89,0	46,0	26,5	16,6	7,40	3,60	1,80	0,88	0,39	0,13	0,01
0,6	0,84	5 700	1 380	590	322	199	81,0	42,0	24,0	15,0	6,60	3,20	1,60	0,80	0,36	0,12	0,01
0,8	0,42	4 680	1 130	486	264	164	66,0	34,0	19,6	12,2	5,50	2,70	1,34	0,66	0,31	0,11	0,02
1,0	0,24	4 260	1 030	443	240	149	60,0	31,0	17,8	11,1	5,00	2,40	1,20	0,61	0,29	0,11	0,02
1,4	0,10	3 930	950	408	221	137	55,6	28,4	16,4	10,3	4,60	2,25	1,15	0,58	0,28	0,11	0,03
2,0	0,02	3 770	910	391	212	134	53,0	27,4	15,8	9,90	4,40	2,20	1,13	0,58	0,28	0,12	0,04
3,0	0	3 765	913	392	214	132	53,5	27,5	15,9	10,0	4,50	2,24	1,17	0,61	0,31	0,15	0,06
4,0	0	3 775	930	400	215	132	53,8	27,7	16,2	10,0	4,60	2,25	1,20	0,64	0,35	0,16	0,08
5,0	0	3 850	936	400	220	133	55,5	28,5	16,5	10,5	4,75	2,40	1,28	0,69	0,37	0,20	0,10
6,0	0	3 870	940	400	222	133	55,8	28,5	16,6	10,5	4,80	2,42	1,32	0,70	0,40	0,21	0,12
7,0	0	4 000	950	405	230	135	55,9	29,0	17,0	10,9	5,00	2,50	1,38	0,74	0,43	0,23	0,14
8,0	0	4 000	965	410	236	137	56,0	30,0	17,2	11,2	5,10	2,58	1,45	0,78	0,45	0,25	0,16
9,0	0	4 080	985	420	240	140	57,0	30,0	17,4	11,4	5,30	2,62	1,50	0,80	0,50	0,28	0,18
10	0	4 110	1 000	430	245	146	59,7	31,0	18,2	11,5	5,40	2,80	1,57	0,89	0,53	0,32	0,20

Diaphragme ou ouverture à bords biseautés dans le sens de l'écoulement ($\alpha = 40$ à $60°$) dans une conduite rectiligne $\mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu > 10^4$	Chapitre IV Diagramme 4.15

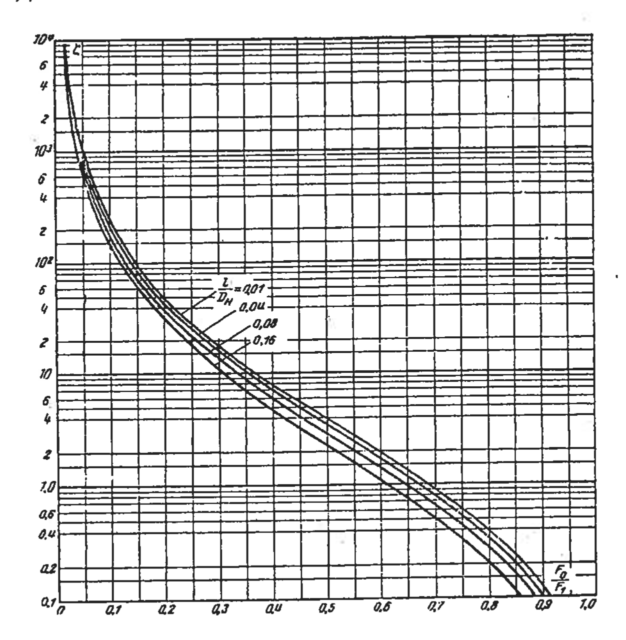
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} \simeq \left[1 + \sqrt{\zeta'\left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right)} - \frac{F_0}{F_1}\right]^2\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2$$



$\zeta' = f(l/D_H)$: voir le tableau et le graphique *a*) du diagramme 4.12.

Les valeurs de ζ dans l'ensemble sont déterminées par les courbes $\zeta = f(F_0/F_1, l/D_H)$ et le tableau ;

Les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3, *b*) ;



Valeurs de ζ

l/D_H	ζ'	F_0/F_1: 0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,0
0,01	0,46	6 800	1 650	710	386	238	96,8	49,5	28,6	17,9	7,90	3,84	1,92	0,92	0,40	0,12	0
0,02	0,42	6 540	1 590	683	371	230	93,2	47,7	27,5	17,2	7,60	3,68	1,83	0,88	0,38	0,12	0
0,03	0,38	6 310	1 530	657	357	220	89,4	45,7	26,4	16,5	7,25	3,50	1,72	0,83	0,35	0,11	0
0,04	0,35	6 130	1 480	636	345	214	86,5	44,2	25,6	15,8	7,00	3,36	1,67	0,80	0,34	0,10	0
0,06	0,29	5 750	1 385	600	323	200	80,0	41,2	23,4	14,6	6,85	3,08	1,53	0,73	0,30	0,09	0
0,08	0,23	5 300	1 275	549	298	184	74,3	37,8	21,8	13,5	5,92	2,80	1,37	0,64	0,27	0,08	0
0,12	0,16	4 730	1 140	490	265	164	66,0	33,5	19,2	11,9	5,18	2,44	1,18	0,55	0,22	0,06	0
0,16	0,13	4 460	1 080	462	251	154	62,0	31,6	18,1	11,2	4,80	2,28	1,10	0,50	0,20	0,05	0

Diaphragme ou ouverture à bords arrondis, dans une conduite rectiligne $\mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu > 10^4$	Chapitre IV Diagramme 4.16

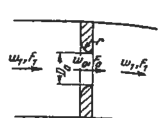
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} \cong \left[1 + \sqrt{\zeta'\left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right)} - \frac{F_0}{F_1}\right]^2 \left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2$$

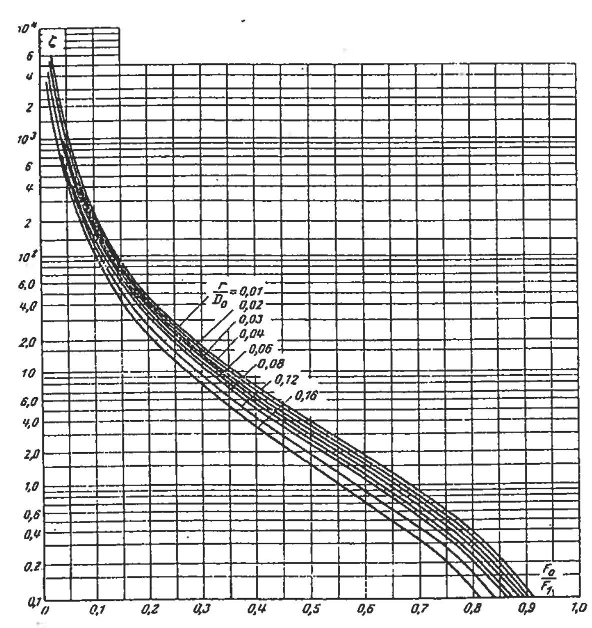
$\zeta' = f_1(r/D_H)$: voir le tableau et le graphique *a*) du diagramme 4.12.

Les valeurs de ζ dans leur ensemble sont déterminées par les courbes $\zeta = f(F_0/F_1, r/D_H)$ et le tableau.

Les valeurs de ν sont données dans le paragraphe 1.3, *b*).

$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre

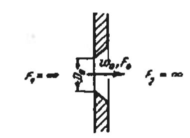




Valeurs de ζ

r/D_H	ζ'	F_0/F_1																			
		0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75	0,80	0,90	10
0,01	0,44	6 620	1 600	690	375	232	94,0	48,0	27,7	17,3	11,0	7,70	5,60	3,70	2,65	1,84	1,25	0,90	0,60	0,38	0,12	0
0,02	0,37	6 200	1 500	642	348	216	87,6	45,5	25,8	16,1	10,7	7,10	5,00	3,48	2,33	1,69	1,18	0,82	0,56	0,34	0,10	0
0,03	0,31	5 850	1 400	600	327	201	82,0	42,0	24,2	14,9	9,50	6,56	4,50	3,20	2,22	1,55	1,10	0,75	0,50	0,31	0,09	0
0,04	0,26	5 510	1 330	570	310	192	77,5	39,0	22,7	14,1	9,00	6,19	4,20	3,00	2,00	1,45	0,95	0,70	0,45	0,29	0,08	0
0,06	0,19	5 000	1 200	518	278	173	69,9	36,5	20,3	12,5	8,00	5,50	4,00	2,60	1,72	1,27	0,85	0,60	0,40	0,24	0,07	0
0,08	0,15	4 450	1 100	437	255	158	63,6	32,2	18,5	11,4	7,50	5,00	3,40	2,30	1,52	1,13	0,78	0,53	0,34	0,21	0,06	0
0,12	0,09	3 860	925	398	216	133	53,5	27,0	15,0	9,30	6,50	4,16	3,00	1,90	1,24	0,89	0,60	0,40	0,27	0,16	0,04	0
0,16	0,06	3 320	797	340	184	113	45,4	23,0	12,9	7,90	5,30	3,40	2,20	1,60	1,00	0,70	0,50	0,32	0,20	0,12	0,03	0

Ouverture à bords effilés ($l/D_H = 0$ à $0{,}015$) dans une paroi infinie	Chapitre IV Diagramme 4.17



1) $\mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu > 10^5$: $\zeta = 2{,}85$

2) $\mathrm{Re} < 10^5$ (approximativement) :

$$\zeta = \zeta_{\varphi 0} + \bar{\varepsilon}_0'^{\mathrm{Re}}$$

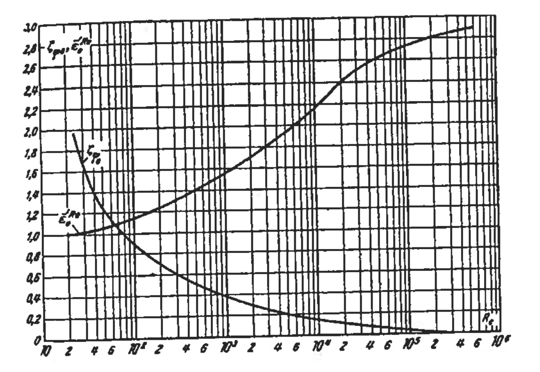
$\zeta_{\varphi 0}$ est déterminé par la courbe $\zeta_{\varphi 0} = f_1(\mathrm{Re})$;

$\bar{\varepsilon}_0'^{\mathrm{Re}} = 1/(\varepsilon_0^{\mathrm{Re}})^2$ est déterminé par la courbe

$$\bar{\varepsilon}_0'^{\mathrm{Re}} = f_2(\mathrm{Re})\ ;$$

ν est donné dans le paragraphe 1.3, *b*).

$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre

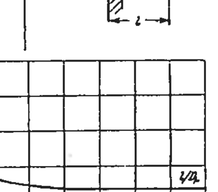
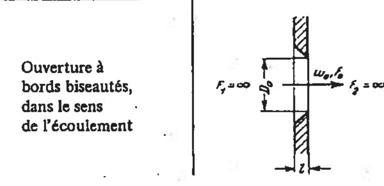
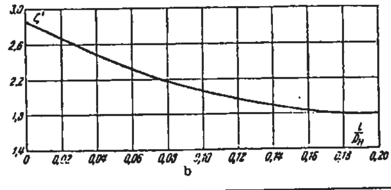
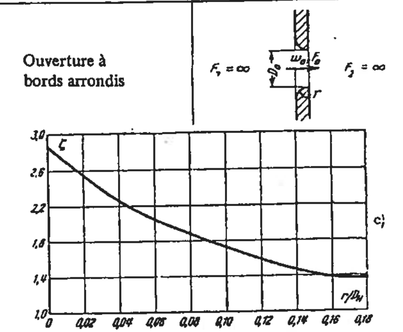


Re	$\zeta_{\varphi 0}$	$\bar{\varepsilon}_0'^{\mathrm{Re}}$
2,5.10	1,94	1,00
4.10	1,38	1,05
6.10	1,14	1,09
10^2	0,89	1,15
2.10^2	0,69	1,23
4.10^2	0,54	1,37
10^3	0,39	1,56
2.10^3	0,30	1,71
4.10^3	0,22	1,88
10^4	0,15	2,17
2.10^4	0,11	2,38
10^5	0,04	2,56
2.10^5	0,01	2,72
$> 10^6$	0	2,85

Ouverture à bords divers dans une paroi infinie

Chapitre IV

Diagramme 4.18

Caractéristique de l'ouverture	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \dfrac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Ouverture à bords épaissis (ouverture profonde) ($l/D_H > 0{,}015$)		1) $Re = w_0 D_H/\nu \geqslant 10^5$: $\zeta = \zeta' + \lambda\left(\dfrac{l}{D_H}\right)$ où : ζ' est déterminé par la courbe $\zeta' = f(l/D_H)$ du graphique *a*) ; λ est déterminé en fonction de Re et $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$ sur les diagrammes 2.2 à 2.5 ; Pour Δ, voir le tableau 2.1 ; Pour ν, voir le paragraphe 1.3, *b*). 2) $Re < 10^5$ approximativement : $\zeta = \zeta_{\varphi 0} + 0{,}342\,\bar{\varepsilon}_0'^{Re}\,\zeta' + \lambda\dfrac{l}{D_H}$; Pour $\zeta_{\varphi 0}$ et $\bar{\varepsilon}_0'^{Re}$, voir le diagramme 4.17 ζ' est déterminé comme pour $Re \geqslant 10^5$
 a)		
Ouverture à bords biseautés, dans le sens de l'écoulement		ζ est déterminé par la courbe $\zeta = f(l/D_H)$ du graphique *b*)
 b		
Ouverture à bords arrondis	 c)	ζ est déterminé par la courbe $\zeta = f(r/D_H)$ du graphique *c*)

l/D_H	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	4,0
ζ'	2,85	2,72	2,60	2,34	1,95	1,76	1,67	1,62	1,60	1,58	1,55	1,55

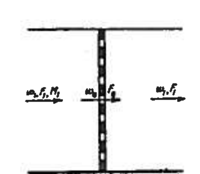
l/D_H	0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,08	0,10	0,12	0,16	0,20
ζ	2,85	2,80	2,70	2,60	2,50	2,41	2,33	2,18	2,08	1,98	1,84	1,80

0,01	0,02	0,03	0,04	0,06	0,08	0,12	0,16	0,20
2,72	2,56	2,40	2,27	2,06	1,88	1,60	1,38	1,37

Diaphragme pour les grandes vitesses supérieures au nombre de Mach

Chapitre IV

Diagramme 4.19



1) Bords effilés de l'ouverture :

$$\zeta_M = k_M \zeta$$

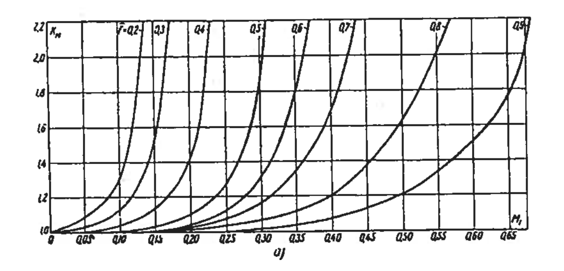
où : ζ est déterminé suivant les données des diagrammes 4.9 à 4.11, 4.13, 4.14.

k_M est déterminé par les courbes $k_M = f(M_1)$.

$M_1 = \dfrac{w_1}{a}$; $a = \sqrt{\kappa g \dfrac{p_1}{\gamma_1}}$: vitesse du son ;

$\kappa = \dfrac{c_p}{c_v}$; coefficient adiabatique, voir tableau 1.3.

2) Bord biseautés ou arrondis, Cf. diagramme 8.8.


a)

Valeurs de k_M

$\bar{f}$	M_1													
	0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65
0,2	1,00	1,09	1,30	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
0,3	1,00	1,03	1,13	1,51	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
0,4	1,00	0,00	1,03	1,14	1,41	–	–	–	–	–	–	–	–	–
0,5	1,00	1,00	1,00	1,03	1,10	1,27	1,85	–	–	–	–	–	–	–
0,6	1,00	0,00	1,00	1,00	1,12	1,30	1,30	1,77	–	–	–	–	–	–
0,7	1,00	1,00	1,00	1,00	1,03	1,08	1,18	1,35	1,68	–	–	–	–	–
0,8	1,00	1,00	1,00	1,00	1,01	1,03	1,07	1,12	1,20	1,37	1,63	2,01	–	–
0,9	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,02	1,04	1,07	1,13	1,21	1,33	1,50	1,75

Collecteur encastré dans une paroi infinie $Re = w_0 D_0/\nu > 10^4$

Chapitre IV | **Diagramme 4.20**

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta' + \zeta_f$, avec $\zeta_f = \lambda \frac{l}{D_H}$

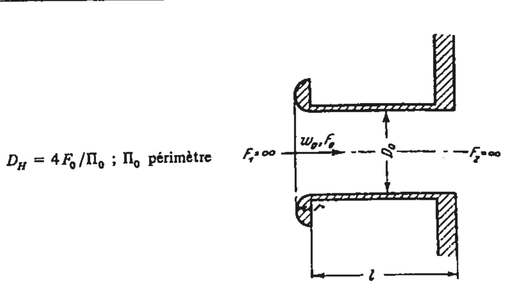
ζ' est déterminé par les courbes $\zeta' = f(l/D_H)$ pour diverses valeurs de r/D_H ;

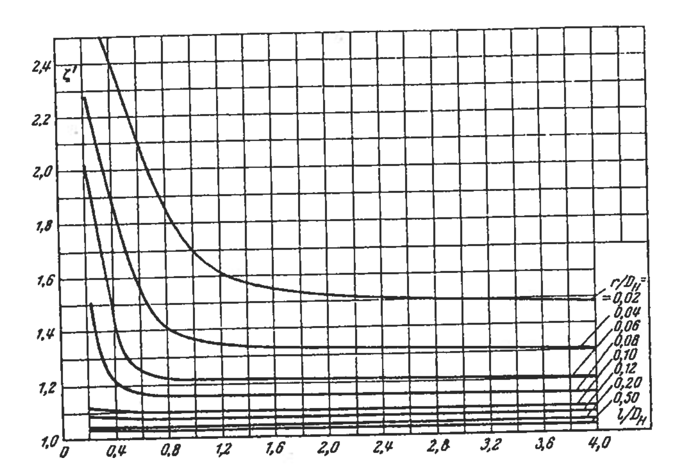
λ est déterminé en fonction de $Re = w_0 D_H/\nu$ et $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$ sur les diagrammes 2.2 à 2.5 ;

ν est donné dans le paragraphe 1.3, *b*) ;

Δ est donné dans le tableau 2.1.

$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 périmètre





Valeurs de ζ'

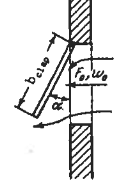
r/D_H	l/D_H											
	0,25	0,50	0,75	1,00	1,25	1,50	1,75	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0
0,02	2,64	2,25	1,89	1,68	1,60	1,56	1,54	1,53	1,51	1,50	1,49	1,48
0,04	2,20	1,70	1,42	1,37	1,34	1,33	1,33	1,32	1,32	1,32	1,31	1,30
0,06	1,90	1,30	1,23	1,22	1,22	1,21	1,21	1,21	1,21	1,21	1,20	1,20
0,08	1,44	1,19	1,16	1,15	1,15	1,15	1,15	1,15	1,15	1,15	1,15	1,15
0,10	1,12	1,10	1,10	1,10	1;10	1,10	1,10	1,10	1,10	1,10	1,10	1,10
0,12	1,08	1,08	1,08	1,07	1,07	1,07	1,07	1,07	1,07	1,08	1,08	1,08
0,20	1,04	1,04	1,04	1,04	1,04	1,04	1,04	1,04	1,04	1,05	1,05	1,05
0,50	1,03	1,03	1,03	1,03	1,03	1,03	1,03	1,03	1,03	1,03	1,03	1,03

Clapet plat, unique, mobile autour de son extrémité supérieure suspendue au bord aval de l'ouverture

Chapitre IV | **Diagramme 4.21**

l_{clap} = longueur du clapet ; $w_0 = Q/F_0$

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé par la courbe $\zeta = f(\alpha^0)$ pour diverses valeurs de l_{clap}/b_{clap}



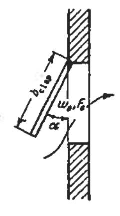
α_0	ζ		
	$l_{clap}/b_{clap} = 1,0$	$l_{clap}/b_{clap} = 2,0$	$l_{clap}/b_{clap} = \infty$
15	11	17	30
20	6,3	12	16
25	4,5	8,5	11
30	4,0	6,9	8,6
45	3,0	4,0	4,7
60	2,5	3,1	3,3
90	2,0	2,5	2,5

Clapet plat, unique, mobile autour de son extrémité supérieure suspendue au bord amont de l'ouverture

Chapitre IV | **Diagramme 4.22**

l_{clap} : longueur du clapet ; $w_0 = Q/F_0$;

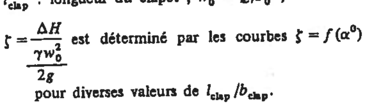
$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé par la courbe $\zeta = f(\alpha^0)$ pour diverses valeurs de l_{clap}/b_{clap}.



α_0	ζ		
	$l_{clap}/b_{clap} = 1,0$	$l_{clap}/b_{clap} = 2,0$	$l_{clap}/b_{clap} = \infty$
15	16	21	31
20	11	13	18
25	8,0	9,3	12,5
30	5,7	6,9	9,2
45	3,7	4,0	5,2
60	3,1	3,2	3,5
90	2,6	2,6	2,6

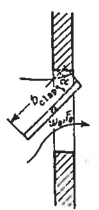
Clapet plat, unique, mobile autour de son axe de symétrie horizontal

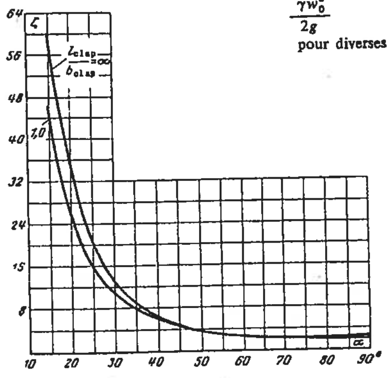
Chapitre IV — **Diagramme 4.23**



l_{clap} : longueur du clapet ; $w_0 = Q/F_0$;

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé par les courbes $\zeta = f(\alpha^0)$ pour diverses valeurs de l_{clap}/b_{clap}.





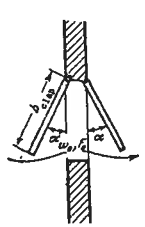
α^0	ζ	
	$l_{clap}/b_{clap} = 1,0$	$l_{clap}/b_{clap} = \infty$
15	46	59
20	26	35
25	16	21
30	11	14
45	5,0	5,0
60	3,0	3,0
90	2,0	2,4

Deux clapets, mobiles autour de leurs extrémités supérieures suspendues en amont et en aval de l'ouverture

Chapitre IV — **Diagramme 4.24**

l_{clap} : longueur du clapet ; $w_0 = Q/F_0$;

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé par les courbes $\zeta = f(\alpha^0)$ pour diverses valeurs de l_{clap}/b_{clap}.



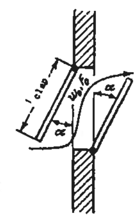
α^0	ζ	
	$l_{clap}/b_{clap} = 1,0$	$l_{clap}/b_{clap} = 2,0$
15	14	31
20	9,0	21
25	6,0	14
30	4,9	9,8
45	3,8	5,2
60	3,0	3,5
90	2,4	2,4

Deux clapets, mobiles l'un autour de son extrémité supérieure suspendue au bord amont, l'autre autour de son extrémité inférieure accrochée en aval de l'ouverture

Chapitre IV — **Diagramme 4.25**

l_{clap} : longueur du clapet ; $w_0 = Q/F_0$;

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé par les courbes $\zeta = f(\alpha^0)$ pour diverses valeurs de l_{clap}/b_{clap}.



α^0	ζ		
	$l_{clap}/b_{clap} = 1,0$	$l_{clap}/b_{clap} = 2,0$	$l_{clap}/b_{clap} = \infty$
15	19	44	59
20	13	24	36
25	8,5	15	24
30	6,3	11	17
45	3,8	6,0	8,6
60	3,0	4,0	5,7
90	2,4	2,8	2,8

Grille estampée, avec persienne à lamelles rotatives, dans une paroi infinie; $\bar{f} \simeq 0,8$; pleine ouverture de la persienne

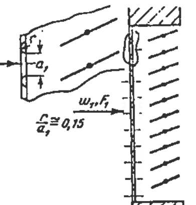
Chapitre IV — **Diagramme 4.26**

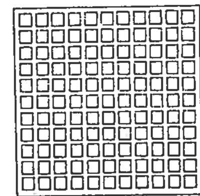
$$\bar{f} = \frac{F_0}{F_1}$$

F_0 = section libre de la grille

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} \simeq 1,6$$

w_1 : vitesse moyenne dans la section totale de la grille.





Partie active ouverte d'un tunnel aérodynamique	Chapitre IV Diagramme 4.27

$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre ;

Pour un rectangle

$$D_H = \frac{2a_0 b_0}{a_0 + b_0}$$

pour une ellipse

$$D_H = \frac{4a_0 b_0}{1{,}5\,(a_0 + b_0) - \sqrt{a_0 b_0}}$$

a_0 et b_0 étant les côtés du rectangle ou les demi-axes de l'ellipse.

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 0{,}0845\,\frac{l_{veine}}{D_H} - 0{,}0053\left(\frac{l_{veine}}{D_H}\right)^2$$

ζ est déterminé suivant la courbe $\zeta = f(l_{veine}/D_H)$.

l_{veine}/D_H	ζ
0	0
0,5	0,04
1,0	0,08
1,5	0,12
2,0	0,15
2,5	0,18
3,0	0,21
3,5	0,23
4,0	0,25
4,5	0,27
5,0	0,29

CHAPITRE V

VARIATION PROGRESSIVE DE LA VITESSE

(Coefficients de perte de charge dans les diffuseurs)

5.1. NOTATIONS PRINCIPALES

F_0 — Section étroite du diffuseur, m^2 ;

F_1 — Section large du diffuseur (pour un diffuseur étagé, section large de la partie divergente) m^2 ;

F_2 — Section la plus grande du diffuseur étagé, m^2 ;

$n_1 = F_1/F_0$ — Rapport d'élargissement du diffuseur (pour un diffuseur étagé rapport d'élargissement de la partie divergente) ;

$n_2 = F_2/F_1$ — Rapport d'élargissement brusque d'un diffuseur étagé ;

$n = F_2/F_0$ — Rapport d'élargissement total du diffuseur étagé ;

Π_0 — Périmètre de la section étroite du diffuseur, m ;

D_0 — Diamètre de la section étroite du diffuseur, m ;

D_H — Diamètre hydraulique de la section étroite du diffuseur, m ;

a_0, b_0 — Côtés de la section étroite d'un diffuseur rectangulaire, m ;

a_1, b_1 — Côtés de la section large d'un diffuseur rectangulaire, m ;

l_d — Longueur du diffuseur, m ;

α — Angle d'ouverture d'un diffuseur de forme quelconque ;

w_0, w_1 — Vitesse moyenne de l'écoulement respectivement dans la section étroite et dans la section large du diffuseur, m/s ;

w_g — Vitesse moyenne de l'écoulement en amont d'une grille, m/s ;

w_{max} — Vitesse maximale de l'écoulement dans la section, m/s ;

Δ_H — Pertes de pression (résistance), kgp/m^2 ;

ζ — Coefficient de perte de charge global du diffuseur ;

$\zeta_{élarg.}$ — Coefficient de perte de charge singulière venant de l'élargissement du diffuseur ;

ζ_f — Coefficient de perte de charge par frottement du diffuseur ;

φ_d — Coefficient global d'intensité du choc (en comptant la somme des pertes dans le diffuseur) ;

$\varphi_{élarg.}$ — Coefficient d'intensité du choc (en comptant seulement les pertes singulières dues à l'élargissement du diffuseur).

5.2. EXPLICATIONS ET RECOMMANDATIONS PRATIQUES

1. Pour passer d'une section étroite de tube ou de canal à une plus grande (transformation de l'énergie cinétique de l'écoulement en énergie de pression), avec le moins de pertes de pression possible, la meilleure disposition est l'élargissement progressif, le diffuseur. Dans un tube qui s'élargit ainsi, la turbulence de l'écoulement est plus grande que dans un tube droit, et par conséquent, les pertes de charge locales par frottement sont plus grandes aussi. Cependant, pour certaines valeurs de l'angle d'ouverture du diffuseur jusqu'à une limite fixée, la vitesse moyenne de l'écoulement diminue lorsque la section augmente; ainsi le coefficient de perte de charge global du diffuseur, ramené à la vitesse dans la section étroite (initiale) du tube, est plus petit que pour un tronçon de tube de même longueur, dont la section constante est égale à la section initiale du diffuseur.

A partir d'un certain angle d'ouverture du diffuseur, un accroissement ultérieur de cet angle conduit à une

élévation importante du coefficient de perte de charge, de sorte qu'il devient beaucoup plus grand que pour un tube de même longueur.

2. L'accroissement du coefficient de perte de charge d'un diffuseur, lorsque l'angle au sommet augmente, est provoqué par le renforcement de la turbulence de l'écoulement, mais surtout par le décollement de la couche limite des parois du diffuseur et, en conséquence, par un fort tourbillon et un mélange de tout l'écoulement.

Le décollement de la couche limite des parois (fig. 5.1) se produit sous l'influence d'un gradient de pression positif, qui se manifeste le long du diffuseur par suite de la chute de vitesse qui accompagne l'élargissement de la section transversale (conformément à l'équation de Bernoulli).

Le commencement du décollement dans un diffuseur aplati* peut s'exprimer approximativement par la proportion proposée par Levin [5.20] :

$$\frac{F_{ouv}}{F_0} = \frac{1}{1 - \dfrac{1,95}{\alpha^{4/5}\sqrt[5]{Re}}} \quad (5.1)$$

où : F_{ouv} est la section dans laquelle commence le décollement.

3. Dans les diffuseurs dont les angles au sommet sont tels que le décollement de la couche limite ne se produit pas encore, les vitesses sont réparties dans la section symétriquement par rapport à l'axe longitudinal (fig. 4.4).

Dans les diffuseurs ayant des angles au sommet plus grands, jusqu'à 50 à 60°, le décollement commence, en règle générale, sur une paroi seulement, et surtout celle au voisinage de laquelle, pour une raison ou pour une autre, la vitesse est plus faible. Comme le décollement de la veine se produit seulement sur une paroi, l'augmentation ultérieure de la pression le long du diffuseur cesse ou s'affaiblit et il n'y a pas de décollement de l'écoulement sur la paroi opposée. Cette circonstance détermine la répartition non symétrique des vitesses dans la section du diffuseur (fig. 5.1 et 5.2).

Dans un diffuseur parfaitement symétrique avec un grand angle d'ouverture, le décollement prend naissance alternativement sur un côté et sur le côté opposé (fig. 5.2), ce qui produit de fortes vibrations de l'écoulement dans l'ensemble.

(*) Par diffuseur aplati on entend la partie du tube (ou du canal) qui s'élargit dans un seul plan.

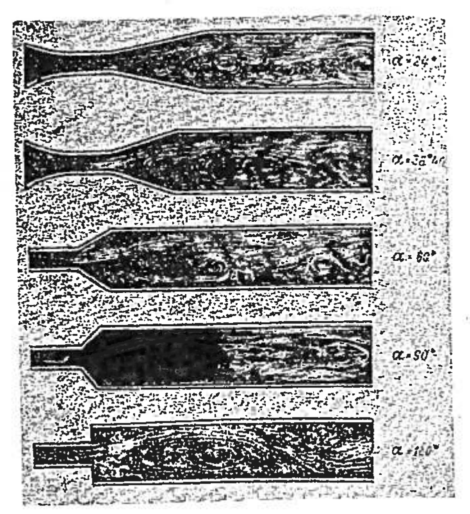


FIG. 5.1. — Allure de l'écoulement dans des diffuseurs ayant divers angles d'ouverture pour $n = F_1/F_0 = 3,3$

a : $\alpha = 24°$ d : $\alpha = 90°$
b : $\alpha = 38°40'$ e : $\alpha = 180°$
c : $\alpha = 60°$

4. Le coefficient de perte de charge d'un diffuseur dépend de nombreux paramètres, principalement :

(1) l'angle d'ouverture α ;

(2) le rapport d'élargissement $n_1 = F_1/F_0$;

(3) la forme de la section ;

(4) la forme des génératrices ;

(5) les conditions à l'entrée (couche limite ou champ des vitesses à l'entrée) ;

(6) le régime d'écoulement (nombre de Reynolds $Re = w_0 D_H/\nu$) ;

(7) la compressibilité de l'écoulement (nombre de Mach $M = w_0/a$) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}} = f(Re, M, \alpha, n_1, k_1, k_2, k_3) \quad (5.2)$$

où : k_1 Coefficient caractérisant l'état de la couche limite (champ des vitesses) à l'entrée du diffuseur :

k_2 Coefficient caractérisant la forme de la section du diffuseur ;

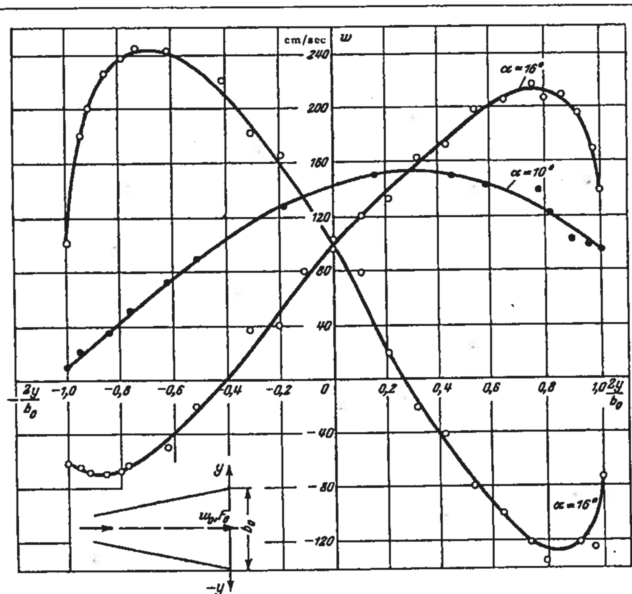


FIG. 5.2. — Courbes de répartition des vitesses dans des diffuseurs aplatis ayant divers angles d'ouverture

k_3 Coefficient caractérisant la forme des génératrices du diffuseur ;

a Vitesse de la propagation du son dans l'écoulement, m/s.

5. Comme l'on ne dispose pas de données suffisantes, établissant les relations entre la perte de charge des diffuseurs et la série de paramètres énumérés, en particulier le nombre de Reynolds, pour les calculs pratiques on applique la méthode conventionnelle de répartition des pertes; la perte de charge globale du diffuseur ΔH_{global} est considérée comme se composant de deux termes, la perte de charge singulière $\Delta H_{élarg.}$ provenant de « l'élargissement » du courant et la perte de charge par frottement ΔH_f. De même le coefficient de perte de charge global ζ_{global} est considéré comme la somme du coefficient de perte de charge singulière $\zeta_{élargi.}$ provenant de l'élargissement, et du coefficient de perte de charge par frottement ζ_f*.

$$\zeta_{global} = \Delta H / \frac{\gamma w_0^2}{2g} = \zeta_{élarg.} + \zeta_f \quad (5.3)$$

(*) par la suite, l'indice « global » sera sous-entendu pour simplifier.

L'influence du nombre de Reynolds s'exerce par l'intermédiaire du coefficient de perte de charge par frottement ζ_f, tandis que $\zeta_{élarg.}$ ne dépend pratiquement pas du nombre de Reynolds*.

6. Il est commode d'exprimer les pertes à l'élargissement à l'aide du « coefficient d'intensité du choc » (Cf. l'article de l'auteur [5.16]), qui est le rapport entre les pertes à l'élargissement dans un diffuseur continu et les pertes théoriques dues au choc dans le cas d'un élargissement brusque de la section ($\alpha = 180°$)

$$\varphi_{élarg} = \frac{\Delta H}{\dfrac{\gamma}{2g}(w_0 - w_1)^2} \quad (5.4)$$

(*) Les dernières recherches théoriques de Solodkin et Ginevskov [5.8, 5.9, 5.26 à 5.29], ainsi que les travaux de Bam-Zelikovic [5.2 et 5.3], d'Obcinnikov [5.24], etc., effectués dans la zone de la couche limite dans des tuyaux à gradient de pression positif, permettent déjà d'établir une relation directe entre le coefficient global de perte de charge des diffuseurs à angles d'ouverture inférieurs aux valeurs favorables au décollement, et le nombre de Reynolds, ainsi qu'avec l'état de la couche limite avant l'entrée dans le diffuseur.

Malheureusement, on n'a pas encore de solution théorique pour les diffuseurs à angles d'ouverture favorables au décollement, qui présentent le plus d'intérêt pratique.

Pour un champ uniforme des vitesses dans la section d'entrée ($k_1 = 1,0$) (par exemple, si le diffuseur est installé à la suite d'un collecteur continu), le coefficient d'intensité du choc des diffuseurs dont l'angle d'ouverture est compris entre 0 et 40°, peut être calculé d'après la formule approximative, établie par l'auteur [5.16] :

$$\varphi_{\text{élarg}} = k_2 \operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}\sqrt[4]{\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}} \qquad (5.5)$$

où α angle d'ouverture (pour un diffuseur pyramidal avec des angles inégaux, α est l'angle le plus grand).

Pour les diffuseurs coniques et plans on prend :

$$k_2 \approx 3,2$$

pour des diffuseurs pyramidaux avec élargissement sur deux plans, tant qu'on n'a pas de données expérimentales plus précises, il est proposé :

$$k_2 \approx 4,0.$$

Pour tout l'ensemble des angles d'ouverture, depuis $\alpha = 0$ jusqu'à $\alpha = 180°$, la grandeur $\varphi_{\text{élarg.}}$ est déterminée à l'aide des courbes $\varphi_{\text{élarg.}} = f(\alpha)$ sur les diagrammes 5.2 à 5.4.

Le coefficient de perte de charge singulière due à l'élargissement s'exprime à l'aide du coefficient d'intensité du choc sous la forme suivante :

$$\zeta_{\text{élarg}} = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \varphi_{\text{élarg}}\left(1 - \frac{1}{n_1}\right)^2$$

$$= k_2 \operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}\sqrt[4]{\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}}\left(1 - \frac{1}{n_1}\right)^{2}\text{(*)} \qquad (5.6)$$

7. Le coefficient de perte de charge par frottement pour un diffuseur à section circulaire, de même que pour un diffuseur à section rectangulaire dont les angles au sommet sont identiques dans les deux plans, se calcule d'après la formule** :

$$\zeta_f = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{\lambda}{8\sin\frac{\alpha}{2}}\left(1 - \frac{1}{n_1^2}\right) \qquad (5.7)$$

où λ:coefficient de perte de charge par frottement de l'unité de longueur relative du diffuseur, déterminé en fonction du nombre de Reynolds $\mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu$ et de la rugosité relative $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$, conformément aux graphiques des diagrammes 2.2 à 2.5***.

(*) Il est évident que pour $n_1 = F_1/F_0 = \infty$, $\varphi_{\text{élarg.}} = \zeta_{\text{élarg.}}$.
(**) Cf. Eiffel [5.39], ainsi que les travaux de l'auteur [5.16].
(***) En fait la grandeur λ est variable suivant la longueur du diffuseur, cependant pour les calculs pratiques, on la considère comme constante.

Le coefficient de perte de charge par frottement d'un diffuseur pyramidal à angles au sommet non identiques ($\alpha° \neq \beta°$) dans les deux plans, se calcule d'après la formule suivante, établie par l'auteur [réf. 5.16] :

$$\zeta_f = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{\lambda}{16}\frac{1}{\sin\frac{\alpha}{2}}\left(1 - \frac{1}{n_1^2}\right) + \frac{\lambda}{16}\frac{1}{\sin\frac{\beta}{2}}\left(1 - \frac{1}{n_1^2}\right)$$

$$= \Delta\zeta_f + \Delta\zeta'_f \qquad (5.8)$$

Le coefficient de perte de charge par frottement d'un diffuseur aplati, les côtés de la section d'entrée étant a_0 et b_0 (avec b_0 constant sur la longueur), se calcule d'après la formule de l'auteur [5.16] :

$$\zeta_f = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{\lambda}{4}\left[\frac{a_0}{b_0}\cdot\frac{1}{\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}}\left(1 - \frac{1}{n_1}\right) + \frac{1}{2\sin\frac{\alpha}{2}}\left(1 - \frac{1}{n_1^2}\right)\right]$$

Pratiquement, on peut écrire :

$$\zeta_f = \frac{\lambda}{4}\frac{1}{\sin\frac{\alpha}{2}}\left[\frac{a_0}{b_0}\left(1 - \frac{1}{n_1}\right) + 0,5\left(1 - \frac{1}{n_1^2}\right)\right] \qquad (5.9)$$

8. Les coefficients de perte de charge des diffuseurs passant d'une section rectangulaire à une section circulaire, ou le contraire, peuvent être déterminés en se basant sur les données des diffuseurs pyramidaux à angles d'ouverture équivalents. L'angle équivalent α_e est déterminé d'après les formules suivantes :

a) Passage du cercle au rectangle :

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_e}{2} = \frac{2\sqrt{\frac{a_1 b_1}{\pi}} - D_0}{2 l_d} \qquad (5.10)$$

b) Passage du rectangle au cercle :

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_e}{2} = \frac{D_1 - 2\sqrt{\frac{a_0 b_0}{\pi}}}{2 l_d} \qquad (5.11)$$

9. Pour un champ non uniforme des vitesses dans la section d'entrée, c'est-à-dire lorsque $k_1 > 1,0$ (ce qui se produit lorsque le diffuseur est placé à la suite d'un long tronçon rectiligne ou d'une partie façonnée quelconque, d'un étranglement, etc.), le coefficient de

perte de charge singulière dû à l'élargissement du diffuseur se calcule par la formule :

$$\zeta_{\text{élarg}} = k_1\,\zeta'_{\text{élarg}} \qquad (5.12)$$

où : $\zeta'_{\text{élarg}}$ est égal à $\zeta_{\text{élarg}}$ d'un diffuseur avec un champ uniforme des vitesses à l'entrée (Cf. paragraphe 6).

k_1 est déterminé en fonction du profil des vitesses à l'entrée dans le diffuseur et de son angle d'ouverture.

10. La relation entre le coefficient de perte de charge d'un diffuseur et l'état de la couche limite (champ des vitesses) à l'entrée est complexe. Un profil non uniforme, mais symétrique des vitesses, la vitesse maximale étant au centre, et les vitesses minimales au voisinage des parois (forme « convexe »), produit dans les diffuseurs à petits angles d'ouverture, dans lesquels n'apparaît pas encore le décollement, une diminution de la perte de charge globale, puisque la résistance due au frottement diminue avec ce champ des vitesses. En même temps, ce profil des vitesses augmente la possibilité d'un décollement et rapproche le point de décollement de la section initiale du diffuseur, de sorte que l'augmentation ultérieure de l'angle d'ouverture provoque une perte de charge supérieure à celle qui apparaît dans le cas d'un champ des vitesses uniforme à l'entrée.

Dans le cas d'un profil non uniforme des vitesses, les vitesses inférieures étant au centre et les vitesses supérieures au voisinage des parois (forme « concave »), le phénomène doit avoir le caractère directement opposé : pour les petits angles, la perte de charge globale du diffuseur doit croître, mais si l'angle d'ouverture est plus grand, elle devient plus faible qu'avec un champ des vitesses uniforme à l'entrée.

11. La relation entre le coefficient k_1 et l'angle d'ouverture du diffuseur pour un profil symétrique des vitesses est donnée dans le diagramme 5.1, avec comme paramètres les diverses valeurs du rapport w_{max}/w_0 entre la vitesse maximale et la vitesse moyenne dans la section d'entrée.

Dans le même diagramme, on montre les valeurs du rapport w_{max}/w_0 en fonction de la longueur relative du tronçon rectiligne initial l/D_H pour différents nombres de Reynolds (d'après les données de Solodkin et Ginevskij [5.26]).

Dans le cas d'une répartition non symétrique des vitesses, se produisant à la suite de pièces façonnées diverses, de dispositifs d'étranglement, etc., on peut se servir partiellement, pour les calculs pratiques, des valeurs k_1 données sur les diagrammes 5.6 et 5.18. Les données du diagramme 5.6 sont obtenues à l'aide des travaux de Winter [5.65], sur les diffuseurs coniques disposés à l'aval d'un coude, avec différents paramètres géométriques. Les données du diagramme 5.18 sont obtenues à l'aide des travaux de Johnston [5.47], sur les diffuseurs annulaires devant lesquels on a créé artificiellement diverses répartitions des vitesses, en utilisant des grilles spéciales.

12. Jusqu'à $\alpha = 40$ à 50°, le coefficient d'intensité du choc $\varphi_{\text{élarg.}}$ est plus petit que l'unité. Cela prouve que les pertes dans le diffuseur sont moindres que les pertes dues au choc dans un élargissement brusque ($\alpha = 180°$). Pour les angles d'ouverture α compris entre 50 et 90°, la grandeur $\varphi_{\text{élarg.}}$ est un peu plus grande que l'unité, c'est-à-dire que les pertes dans le diffuseur sont un peu supérieures aux pertes par choc. Depuis $\alpha = 90°$, jusqu'à $\alpha = 180°$, la grandeur $\varphi_{\text{élarg.}}$ tombe de nouveau, se rapprochant de l'unité ce qui montre que les pertes dans le diffuseur sont voisines de celles dans un élargissement brusque. Par conséquent, si en aval du diffuseur on ne prévoit pas une répartition uniforme des vitesses dans la section, il est inutile de prendre un diffuseur avec un angle $\alpha > 40$ à 50°.

Si donc, les conditions sont telles que le tronçon divergent doit être très court, au point de vue perte de charge, on peut réaliser à la place un élargissement brusque ($\alpha = 180°$).

Dans le cas où, après l'élargissement, il faut obtenir un profil uniforme des vitesses et qu'il est proposé d'y arriver grâce à l'installation d'aubes directrices, de parois ou de grilles de séparation, il faut préférer un diffuseur quelconque, même avec un angle d'ouverture très grand ($\alpha > 50°$), à un élargissement brusque ($\alpha = 180°$).

13. Puisque un élargissement continu de la section produit d'abord, aux petits angles d'ouverture, une diminution des pertes de pression par rapport aux pertes dans une conduite à section constante, et aux grands angles d'ouverture, de nouveau une augmentation de ces pertes, il est évident qu'il y a un angle optimal pour lequel on obtient les pertes minimales. Cet angle, pour un diffuseur rectiligne à section circulaire, peut être calculé d'après la formule de l'auteur [5.18] :

$$\alpha_{opt} = 0,43\left(\frac{\lambda}{k_1}\cdot\frac{n_1 + 1}{n_1 - 1}\right)^{4/9} \qquad (5.13)$$

Par exemple, pour $\lambda = 0,015$, $n_1 = 2,25$ et $k_1 = 1,0$, on obtient $\alpha_{opt} \approx 6°$. Pour un diffuseur à section rectangulaire α_{opt} se tient aussi approximativement dans ces valeurs. Pour un diffuseur aplati, cet angle se trouve compris entre 10 et 12°.

14. Les conditions d'écoulement dans certains diffuseurs (à grands angles d'ouverture) peuvent être considérablement améliorées, si on empêche à l'avance le décollement ou si on atténue la formation de tourbillons.

Voici les principales mesures qui favorisent l'amélioration de l'écoulement dans les diffuseurs (fig. 5.3) :

a. « l'aspiration » de la couche limite,
b. le « soufflage » de la couche limite,
c. l'installation d'aubes directrices (déflecteurs),
d. l'installation de parois de séparation,
e. l'utilisation de parois curvilignes,
f. l'utilisation de parois étagées.

15. Dans l'« aspiration » de la couche limite (fig. 5.3 *a*), la partie de la veine qui décolle des parois adhère de nouveau à la surface, par suite de quoi la zone de décollement est reculée, l'écoulement devient plus continu, et la perte de charge diminue. Grâce à l'aspiration de la couche limite, on peut diminuer les pertes de 30 à 50 %.

Le « soufflage » de la couche limite (fig. 5.3 *b*) conduit à une augmentation de la vitesse d'écoulement au voisinage des parois. Il en résulte de même que la zone de décollement est retardée.

16. Des aubes directrices (déflecteurs) (fig. 5.3 *c*) écartent de la région médiane du diffuseur la partie du courant ayant les vitesses les plus grandes, la rejetant vers les parois, dans la zone de décollement. Cette dernière diminue ou disparaît complètement.

L'utilisation des déflecteurs obtient son effet le plus important pour les grands angles d'ouverture. Pour $\alpha = 90$ à 180°, le coefficient de perte de charge diminue presque de moitié.

Pour la disposition des déflecteurs dans le diffuseur, on peut donner quelques règles générales [5.56]:

a. Il faut placer les aubes en avant et en arrière du coin qui forme l'entrée du diffuseur (fig. 5.3 *c*), et le nombre d'aubes doit être calculé d'après la valeur de l'angle d'ouverture.
b. Les canaux entre les aubes et les parois doivent, en règle générale, se rétrécir; cependant, pour de grands angles d'ouverture, on peut obtenir aussi des résultats satisfaisants avec des canaux qui s'élargissent. Il est nécessaire de donner à l'écoulement la possibilité de s'élargir dans les canaux au voisinage des parois aussi bien que dans le canal central.
c. Pour un angle d'ouverture $\alpha = 90°$, la distance relative est $h_1/h_2 = 0{,}95$; pour $\alpha = 180°$, $h_1/h_2 = 1{,}4$ (fig. 5.3 *c*).

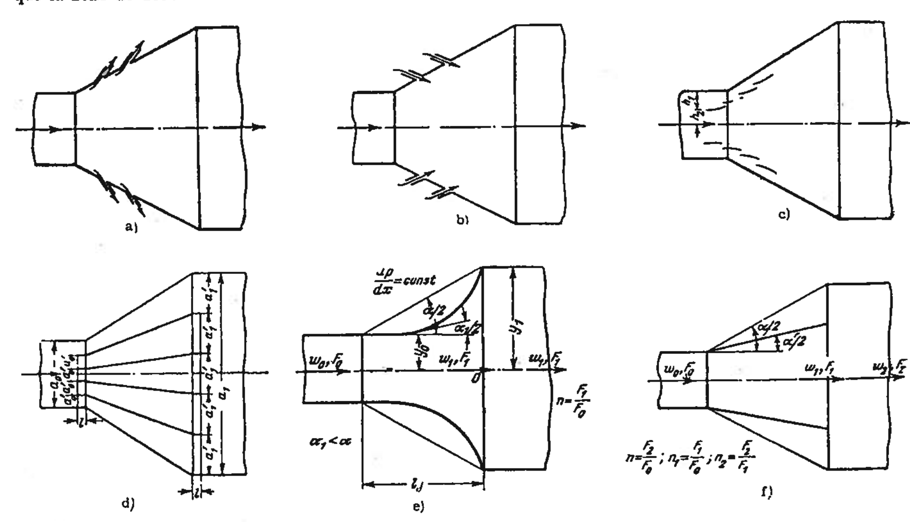


FIG. 5.3. — Divers procédés d'amélioration pour quelques diffuseurs
a : « aspiration » de la couche limite; *b* : « soufflage » de la couche limite;
c : aubes directrices (déflecteurs); *d* : parois de séparation; *e* : diffuseur curviligne;
f : diffuseur étagé

d. Les aubes doivent avoir une courbure faible et peuvent être faites d'un métal feuilleté, avec une courbure et une corde constantes.
e. La corde des aubes peut atteindre 20 à 25 % du diamètre ou de la hauteur de la section du diffuseur.
f. Dans la pratique, pour choisir l'inclinaison la plus avantageuse des aubes, on peut les disposer d'abord l'une derrière l'autre bout à bout et ensuite tourner chaque aube suivant un certain angle, jusqu'à ce qu'on obtienne la valeur minimale de perte de charge du diffuseur.

17. Les parois de séparation remplacent un diffuseur à grand angle d'ouverture en une rangée de diffuseurs à angles plus petits (fig. 5.3 *d*). Ainsi, on obtient une diminution de perte de charge, et aussi une répartition plus uniforme des vitesses dans la section [5.19].

L'efficacité des parois de séparation est d'autant plus importante que l'angle d'ouverture global est plus grand. Au contraire, pour des angles relativement petits, les parois de séparation peuvent accroître la résistance du diffuseur, puisque la surface totale de frottement augmente.

On choisit et on dispose les parois de séparation dans les diffuseurs à grands angles d'ouverture de la manière suivante :

a. Le nombre z de parois de séparation est exprimé en fonction de l'angle d'ouverture sur le tableau 5.1 :

TABLEAU 5.1

$\alpha°$	30	45	60	90	120
z	2	4	4	6	8

b. Les parois de séparation sont disposées de telle sorte que les intervalles a_0' entre deux parois à l'entrée dans le diffuseur sont rigoureusement identiques; ainsi que les intervalles a_1' à la sortie.
c. Avant l'entrée dans le diffuseur et après la sortie, les parois de séparation sont prolongées parallèlement à l'axe du diffuseur. La longueur des tronçons de prolongement ne doit pas être inférieure, respectivement à 0,1 a_0 et 0,1 a_1.

18. Dans un diffuseur à parois curvilignes (fig. 5.3 *e*), l'accroissement de l'aire de la section se produit plus lentement au début qu'à la fin, de sorte que le changement de gradient de pression est plus continu. Ainsi, la cause principale de décollement du courant et, par conséquent, la source principale de pertes sont considérablement diminuées. A ce point de vue, le meilleur diffuseur est celui dans lequel pour un écoulement à potentiel le gradient de pression reste constant (dp/dx = const) le long du canal.

Pour des angles d'ouverture compris entre 25 et 90°, la diminution des pertes atteint, dans ces diffuseurs, 40 % des pertes dans les diffuseurs rectilignes. En outre, plus l'angle est grand à l'intérieur des limites indiquées, plus importante est la diminution des pertes [5.16].

Pour les petits angles d'ouverture ($\alpha < 15$ à 20°), les pertes dans les diffuseurs curvilignes deviennent plus grandes que dans les diffuseurs rectilignes. Pour cette raison, il est avantageux de prendre seulement des diffuseurs curvilignes ayant un grand angle d'ouverture.

L'équation des génératrices du diffuseur curviligne à section circulaire ou carrée, du type dp/dx = const (fig. 5.3 *e*), a la forme :

$$y = \frac{y_1}{\sqrt[4]{1 + \left[\left(\frac{y_1}{y_0}\right)^4 - 1\right]\frac{x}{l_d}}} \qquad (5.14)$$

Pour un diffuseur aplati, l'équation des directrices a la forme :

$$y = \frac{y_1}{\sqrt{1 + \left[\left(\frac{y_1}{y_0}\right)^2 - 1\right]\frac{x}{l_d}}} \qquad (5.15)$$

Le coefficient de perte de charge d'un diffuseur curviligne, pour dp/dx = const, dans l'intervalle $0{,}1 \leqslant F_0/F_1 < 0{,}9$, peut être calculé d'après la formule approchée, établie suivant les données expérimentales de l'auteur [5.16] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \varphi_0 \left(1{,}43 - \frac{1{,}3}{n_1}\right)\left(1 - \frac{1}{n}\right)^{2*} \qquad (5.16)$$

où φ_0 est un coefficient dépendant de la longueur relative du diffuseur curviligne l_d/D_H, déterminé d'après les données du diagramme 5.7.

19. Dans le cas du diffuseur étagé (fig. 5.3 *f*) où une variation continue de la section est suivie d'un élargissement brusque, les pertes principales (pertes par choc) se produisent déjà pour des vitesses relativement faibles. En conséquence, les pertes dans le

(*) Avec un grand angle au sommet, les pertes par frottement sont très faibles. Pour cette raison, pour les diffuseurs curvilignes correspondant aux diffuseurs rectilignes à grands angles au sommet, on peut ne pas séparer ces pertes des pertes globales.

diffuseur diminuent considérablement (de 2 à 3 fois). Le coefficient de perte de charge totale du diffuseur étagé à section circulaire ou rectangulaire peut être calculé approximativement avec la formule suivante [5.16] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$$

$$= (l + \sigma)\left[\frac{\lambda}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \cdot \frac{\left(1 + 2\frac{l_d}{D_H}\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}\right)^2 + 1}{\left(1 + 2\frac{l_d}{D_H}\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}\right)^2 - 1} + k_2 \operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}\sqrt[4]{\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}}\right] \times \left[1 - \frac{1}{\left(1 + 2\frac{l_d}{D_H}\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}\right)^2}\right]^2 + \left[\frac{1}{\left(1 + 2\frac{l_d}{D_H}\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}\right)^2} - \frac{1}{n}\right]^2 \quad (5.17)$$

où : $k_2 = 3{,}2$ pour le diffuseur à section circulaire

$k_2 = 4$ à 6 pour le diffuseur à section rectangulaire*

$n = F_2/F_0$ = rapport d'élargissement total du diffuseur (rapport entre la surface de la partie la plus large du diffuseur et la surface de la partie la plus étroite) (Fig. 5.3, *f*).

Le coefficient de perte de charge totale du diffuseur étagé plat peut être établi approximativement [5.16] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$$

$$= (1 + \sigma)\left\{\frac{\lambda}{8\frac{l_d}{a_0}\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}}\left[\frac{a_0}{b_0} \cdot \frac{1}{\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}}\left(1 + 2\frac{l_d}{a_0}\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}\right) + \frac{1}{\sin\frac{\alpha}{2}}\left(1 + \frac{l_d}{a_0}\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}\right)\right] + 3{,}2\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}\sqrt[4]{\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}}\right\}$$

$$\left(1 - \frac{1}{1 + 2\frac{l_d}{a_0}\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}}\right)^2 + \left[\frac{1}{\left(1 + 2\frac{l_d}{a_0}\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}\right)} - \frac{1}{n}\right]^2 \quad (5.18)$$

(b_0 est constant le long du diffuseur).

(*) Les courbes du diagramme 5.10 sont calculées pour $k_2 = 6$, ce qui donne une certaine marge dans le calcul.

20. Pour chaque rapport d'élargissement n et chaque longueur relative l_d/D_H (ou l_d/a_0) du diffuseur étagé, il existe un angle optimal d'élargissement $\alpha_{opt.}$, pour lequel le coefficient global de perte de charge est minimal (Cf. Diagrammes 5.8 à 5.10). Il est recommandé de prendre des diffuseurs étagés ayant un angle d'ouverture optimal.

Le coefficient de perte de charge de ces diffuseurs est déterminé d'après la formule [5.16] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = (1 + \sigma)\,\zeta_{min.} \quad (5.19)$$

où : $\zeta_{min.}$ coefficient de perte de charge minimal, dépendant de la longueur relative l_d/D_H (ou l_d/a_0) et du rapport d'élargissement total n du diffuseur ; ce rapport est exprimé dans les diagrammes 5.8 à 5.10 ;

σ coefficient de correction, exprimé en fonction de F_0/F_1 sur les mêmes diagrammes.

21. L'angle limite d'élargissement $\alpha_{lim.}$ de la partie continue d'un diffuseur étagé, c'est-à-dire l'angle pour lequel il n'y a plus d'étagement, est obtenu par les expressions suivantes, connaissant le rapport d'élargissement total n, ainsi que la longueur relative de la partie continue l_d/D_H (ou l_d/a_0) :

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_{lim.}}{2} = \frac{\sqrt{n} - 1}{2\frac{l_d}{D_H}}$$

et (5.20)

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_{lim.}}{2} = \frac{n - 1}{2\frac{l_d}{a_0}}$$

Pratiquement, en choisissant la longueur relative l_d/D_H (ou l_d/a_0) du diffuseur étagé, il est rationnel de rechercher non la valeur minimale $\zeta_{min.}$ mais une valeur un peu plus grande (environ de 10 %), afin de permettre une diminution importante de la longueur du diffuseur, sans qu'il y ait augmentation trop grande des pertes. Les courbes des valeurs optimales l_d/D_H (l_d/a_0) sont données sur les graphiques a) des diagrammes 5.8 à 5.10.

22. Dans le cas où le diffuseur est installé à la suite d'un ventilateur, il faut tenir compte de l'existence d'une évolution de la structure du courant entre le ventilateur et le diffuseur, séparés par un tronçon rectiligne à section constante.

En aval du ventilateur centrifuge, le profil des vitesses, en règle générale, n'est pas symétrique, à cause d'une certaine déviation du courant dans le sens de la rotation de la roue. En outre, le caractère du profil des vitesses dépend autant du type de ventilateur que de son régime de fonctionnement, qui se caractérise par le coefficient de débit $Q/Q_{opt.}$, où $Q_{opt.}$ est le débit pour le rendement maximal du ventilateur.

23. La déviation du courant dans le sens de rotation de la roue du ventilateur permet de mettre à la suite des ventilateurs centrifuges des diffuseurs ayant un angle d'ouverture plus grand que d'habitude. De plus, il est rationnel de prendre des diffuseurs aplatis non symétriques, avec un angle d'ouverture $\alpha > 25°$, de manière que la paroi externe se trouve en prolongement du bord du carter ou un peu dévié vers lui (pas plus de 10°), et que la paroi interne soit du côté de la roue.

La déviation de l'axe du diffuseur vers le bord du carter du ventilateur n'est pas rationnelle, puisque la perte de charge, pour $\alpha > 15°$, est alors 2 à 2,5 fois plus grande que celle dans un diffuseur symétrique, où l'axe est dévié vers la roue (Cf. Loksin et Gazirbekova [5.22]).

24. Le coefficient de perte de charge des diffuseurs aplatis avec un angle d'ouverture $\alpha < 15°$, et des diffuseurs pyramidaux avec $\alpha < 10°$, installés à la suite de ventilateurs centrifuges de n'importe quel type, pour n'importe quel régime de fonctionnement, peut pratiquement être calculé d'après les données indiquées plus haut pour des diffuseurs isolés, en prenant pour leur section d'entrée le rapport des vitesses :

$$\frac{w_{max.}}{w_0} \approx 1{,}1.$$

Dans le cas d'angles d'ouverture supérieurs à ceux indiqués, on ne peut pas se servir des valeurs ζ données pour des diffuseurs isolés, on doit les déterminer d'après les données des diagrammes 5.12 à 5.17.

Ces données sont, dans les cas pratiques, utiles autant pour les régimes $Q = Q_{opt.}$ que pour $Q \lessgtr Q_{opt.}$

25. Lorsque la place où doit être installé le diffuseur à l'aval d'un ventilateur centrifuge est restreinte, on peut prendre le diffuseur étagé, qui, pour la même perte de charge, est bien plus court que le diffuseur rectiligne. L'angle au sommet optimal de la partie divergente, pour lequel le coefficient de perte de charge est minimal, est déterminé d'après les courbes correspondantes du diagramme 5.17.

26. Le coefficient de perte de charge du diffuseur annulaire, formé d'un diffuseur conique disposé en aval d'un ventilateur axial (compresseur), avec un noyau qui se rétrécit dans le sens de l'écoulement (Cf. diagrammes 5.18) peut être calculé d'après la formule :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_1\,\varphi_d\left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right)^2 \quad (5.21)$$

où : φ_d coefficient global* de l'intensité du choc déterminé en fonction de l'angle d'élargissement α, sur le graphique *a*) du diagramme 5.18,

k_1 coefficient de correction, caractérisant l'état du champ des vitesses dans la section étroite du diffuseur, exprimé en fonction de l'angle au sommet α, sur le graphique *b*) du même diagramme ; ces courbes correspondent aux divers profils des vitesses obtenus dans la section étroite du diffuseur et indiqués sur le graphique *c*) du même diagramme**.

F_0 et F_1 aire de la section libre (déduction faite de la section du noyau), respectivement dans la partie étroite et dans la partie large du diffuseur.

27. Le coefficient de perte de charge du diffuseur annulaire, formé d'un diffuseur conique disposé à l'aval d'un ventilateur axial, avec un noyau qui s'élargit dans le sens de l'écoulement, peut être déterminé, approximativement, à l'aide de la formule :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_1\,\zeta' \quad (5.22)$$

où : ζ' coefficient de perte de charge du même diffuseur avec un champ des vitesses uniforme à l'entrée, déterminé d'après le tableau figurant sur le diagramme 5.18.

k_1 coefficient de correction, Cf. paragraphe 11.

28. Dans les turbomachines axiales, il y a des diffuseurs annulaires à écoulement radial, dans lesquels l'augmentation de la section est atteinte surtout aux dépens des dimensions radiales du diffuseur. (fig. 5.4, a).

(*) Le coefficient global de l'intensité du choc tient compte des pertes totales dans les diffuseurs [5.16].

(**) Il est supposé que le champ des vitesses à l'aval du ventilateur ou du compresseur est approximativement connu.

a) b)

FIG. 5.4. — *a* : Diffuseur annulaire à écoulement radial;
b : Diffuseur annulaire à écoulement axial et radial

Le rapport d'élargissement des diffuseurs annulaires à écoulement radial peut être déterminé d'après la relation :

$$n = 2\frac{b}{h}\frac{\overline{D}}{1+\overline{d}}$$

où : $\overline{D} = D_d/D_0$ et $\overline{d} = d/D_0$: respectivement diamètre relatif du diffuseur et diamètre relatif du noyau.

b/h : largeur relative de la section de sortie du diffuseur.

Le coefficient de perte de charge d'un diffuseur annulaire à écoulement radial installé à la suite d'une turbomachine en fonctionnement (compresseur), dépasse de 15 à 20 % la valeur correspondante pour le même diffuseur lorsque la turbomachine ne fonctionne pas. En outre, la grandeur du coefficient de perte de charge du diffuseur considéré dépend du régime de fonctionnement du compresseur, c'est-à-dire du coefficient de débit $\bar{c}_{ao}$, où

$$\bar{c}_{ao} = \frac{Q}{\frac{\pi}{4}(D_0^2 - d^2)\,u}$$

u étant la vitesse périphérique sur le rayon extérieur de la roue (Cf. Dovzik et Ginevskij [Réf. 5.12]).

Les valeurs des coefficients de perte de charge des diffuseurs annulaires à écoulement radial sont données dans le diagramme 5.19, avec compresseur en fonctionnement (pour $\bar{c}_{ao} = 0,5$), ou non.

29. Un peu meilleur du point de vue aérodynamique est le diffuseur combiné, dans lequel le tronçon de déviation suit un diffuseur annulaire court (diffuseur annulaire à écoulement axial et radial). (Fig. 5.4, *b*).

Dans ce diffuseur, la déviation radiale a lieu à des vitesses réduites du courant; il en résulte que les pertes de pression sont aussi un peu plus faibles. En même temps, les dimensions axiales de ce diffuseur sont beaucoup plus grandes que dans un diffuseur annulaire à écoulement radial.

Les valeurs des coefficients de perte de charge d'un diffuseur combiné placé à l'aval d'un compresseur en fonctionnement, pour $\bar{c}_{ao} = 0,5$, sont données sur le diagramme 5.19.

30. Lorsque, à la suite du diffuseur, se trouve un obstacle uniformément réparti dans la section (grille, grillage, treillis, réchauffeur, etc.), il se produit une régularisation du courant, autant dans le diffuseur lui-même que dans le canal qui le suit. Ainsi les pertes dans le diffuseur lui-même diminuent quelque peu. Cependant, les pertes totales changent peu.

Pour les diffuseurs rectilignes avec des angles d'ouverture α allant jusqu'à 40 à 60°, et surtout pour les diffuseurs curvilignes, ces pertes restent égales à la somme des pertes prises séparément pour le diffuseur et la grille (Cf. l'ouvrage de l'auteur [5-17]), c'est-à-dire :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_{dif} + \frac{\zeta_g}{n_1^2} \qquad (5.23)$$

où : $\zeta_{dif} = \dfrac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ coefficient de perte de charge du diffuseur, égal à ζ, déterminé d'après les diagrammes correspondants du chapitre V ;

$\zeta_g = \dfrac{\Delta H}{\frac{\gamma w_g^2}{2g}}$ coefficient de perte de charge de la grille (ou du grillage, treillis, etc.) ramené à la vitesse de l'écoulement immédiatement en amont, égal à ζ déterminé d'après les diagrammes correspondants du chapitre VIII ;

$n_1 = F_1/F_0$ rapport d'élargissement du diffuseur.

5.3. LISTE DES DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE DU CHAPITRE V

Désignation des diagrammes	Source	Numéro du diagramme	Remarques
Diffuseurs de forme quelconque, placés à l'aval de longs tronçons rectilignes, avec profil de vitesses non uniforme mais symétrique	Abramovič [5.1] Solodkin et Ginevskij [5.26] Peters [5.57]	5.1	Calcul approché de la non uniformité
Diffuseur conique dans un réseau	Gibson [5.6, 5.43 et 5.44] Idel'čik [5.16 et 5.18] Peters [5.57]	5.2	Données expérimentales ; pour de grands angles d'ouverture, elles sont approximatives (courbes d'extrapolation vers les grands angles)
Diffuseur à section rectangulaire, inclus dans un réseau	Gibson [5.6, 5.43 et 5.44] Idel'čik [5.16 et 5.18] Peters [5.57]	5.3	Très approximativement ; s'en servir tant qu'on n'a pas de nouvelles données expérimentales plus précises
Diffuseur plat dans un réseau	Gibson [5.6, 5.43 et 5.44] Idel'čik [5.16 et 5.18] Peters [5,57]	5.4	Données expérimentales ; pour de grands angles, elles sont approximatives (courbes d'extrapolation vers les grands angles)
Diffuseur intermédiaire (passage d'une section circulaire à une section rectangulaire ou vice-versa) dans un réseau	Gibson [5.6, 5.43 et 5.44] Idel'čik [5.16 et 5.18] Peters [5.57]	5.5	Approximativement
Diffuseur de forme quelconque pour $\alpha = 8$ à 12°, disposé à l'aval d'un coude ou d'une autre singularité avec des profils de vitesses similaires	Winter [5.65]	5.6	Données expérimentales
Diffuseurs curvilignes (dp/dx = const.) dans un réseau	Idel'čik [5.16]	5.7	D'après des données expérimentales
Diffuseur étagé à section circulaire avec un angle d'ouverture optimal α^0_{opt}	Idel'čik [5.16]	5.8	D'après des calculs approchés
Diffuseur étagé à section rectangulaire avec un angle d'ouverture optimal α^0_{opt}	Idel'čik [5.16]	5.9	D'après des calculs approchés
Diffuseur plat étagé avec un angle d'ouverture optimal α^0_{opt} pour $a_0/b_0 \approx 0,5$ à 2	Idel'čik [5.16]	5.10	D'après des calculs approchés
Diffuseurs courts avec des dispositifs de guidage ou un obstacle à la sortie	Idel'čik [5.19]	5.11	Les premiers d'après les données expérimentales de l'auteur, les autres approximativement
Diffuseur aplati symétrique disposé à l'aval d'un ventilateur centrifuge, en service dans un réseau (en refoulement)	Lokžin et Gazirbekova [5.22]	5.12	Données expérimentales
Diffuseur aplati non symétrique avec $\alpha_1 = 0$ disposé à l'aval d'un ventilateur centrifuge, en service dans un réseau (en refoulement)	Lokžin et Gazirbekova [5.22]	5.13	Données expérimentales
Diffuseur aplati non symétrique avec $\alpha_1 = 10°$ disposé à l'aval d'un ventilateur centrifuge, en service dans un réseau (en refoulement)	Lokžin et Gazirbekova [5.22]	5.14	Données expérimentales
Diffuseur aplati non symétrique avec $\alpha_1 = -10°$ disposé à l'aval d'un ventilateur centrifuge, en service dans un réseau (en refoulement)	Lokžin et Gazirbekova [5.22]	5.15	Données expérimentales
Diffuseur pyramidal disposé à l'aval d'un ventilateur centrifuge, en service dans un réseau (en refoulement)	Lokžin et Gazirbekova [5.22]	5.16	Données expérimentales
Diffuseur étagé, avec un angle d'ouverture optimal α^0_{opt}, placé à l'aval d'un ventilateur centrifuge, en service dans un réseau (en refoulement)	Lokžin et Gazirbekova [5.22]	5.17	Données expérimentales
Diffuseurs annulaires avec noyau, dans un réseau	Bušel' [5.4] Johnston [5.47]	5.18	Données expérimentales
Diffuseur annulaire à écoulement radial et diffuseur annulaire à écoulement axial et. radial (combiné), dans un réseau ($\overline{D} = 2,06$; $\overline{d} = 0,688$; $\alpha_1 = 8°$; $\overline{C}_{ao} = 0,5$)	Dobžik et Ginevskij [5.12]	5.19	Données expérimentales

5.4. DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE

Diffuseurs de forme quelconque, placés à l'aval de longs tronçons avec un champ de vitesses non uniforme, mais symétrique

Chapitre V — Diagramme 5.1

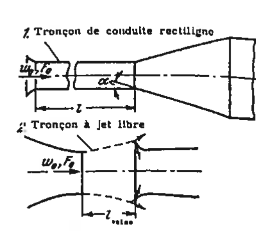
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_1 \zeta_{élarg} + \zeta_f$$

où : $\zeta_{élarg}$ et ζ_f sont donnés dans les divers diagrammes du chapitre V,

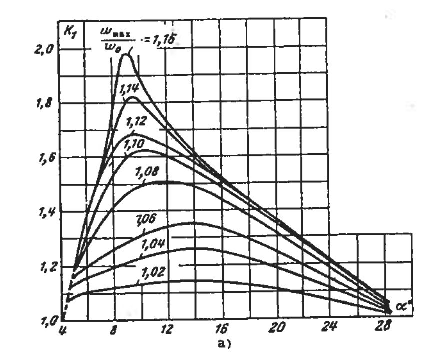
k_1 est exprimé en fonction de α^0 pour diverses valeurs w_{max}/w_0, sur le graphique *a*),

w_{max}/w_0 est exprimé en fonction de l/D_H et $Re = w_0 D_H/\nu$ sur les graphiques *b* et *c*

ν est donné dans le paragraphe 1.3, *b*.



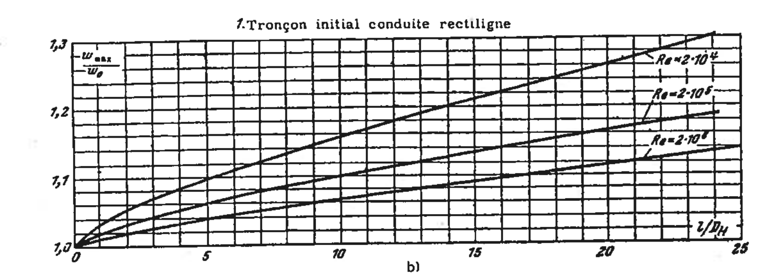
$D_H = 4 F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre



a)

Valeurs de k_1

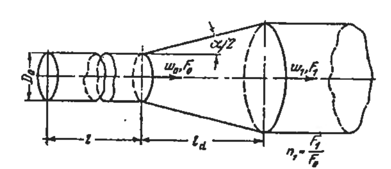
w_{max}/w_0	α^0 5	8	10	14	20	24	28
1.00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
1,02	1,10	1,12	1,14	1,15	1,00	1,07	1,02
1,04	1,14	1,20	1,23	1,26	1,19	1,10	1,03
1,06	1,17	1,27	1,31	1,36	1,24	1,14	1,04
1,08	1,19	1,42	1,49	1,49	1,31	1,18	1,05
1,10	1,19	1,54	1,62	1,54	1,34	1,20	1,06
1,12	1,22	1,62	1,68	1,57	1,36	1,21	1,06
1,14	1,22	1,68	1,81	1,60	1,36	1,21	1,06
1,16	1,22	1,78	1,89	1,61	1,36	1,21	1,06



b)

Diffuseur conique dans un réseau

Chapitre V — Diagramme 5.2



1) Champ uniforme des vitesses à l'entrée dans le diffuseur :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_{élarg} + \zeta_f$$

où :

$$\zeta_{élarg} = \varphi_{élarg} (1 - F_0/F_1)^2$$

$\varphi_{élarg}$ est déterminé suivant la courbe $\zeta_{élarg} = f(\alpha^0)$, pour $F_0/F_1 = 0$, du graphique *a*).

Dans l'intervalle $0 < \alpha < 40°$

$$\varphi_{élarg} = 3{,}2 \, \mathrm{tg}\frac{\alpha}{2} \sqrt[4]{\mathrm{tg}\frac{\alpha}{2}}$$

Les valeurs $\zeta_{élarg}$ dans leur ensemble sont déterminées suivant les courbes $\zeta_{élarg} = f(\alpha^0, F_0/F_1)$ du graphique *a*,

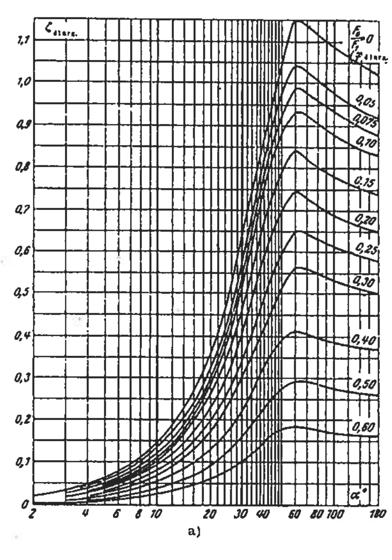
$$\zeta_f = \frac{\lambda}{8 \sin\frac{\alpha}{2}} \left[1 - \left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2\right]$$

pour $\lambda = 0{,}02$, ζ_f est déterminé suivant les courbes $\zeta_f = f(\alpha^0, F_0/F_1)$ du graphique *b*.

λ est déterminé suivant les courbes $\lambda = f(Re = w_0 D_H/\nu, \bar{\Delta} = \Delta/D_H)$ des diagrammes 2.2 à 2.5,

ν est donné dans 1.3, *b*.

Δ est donné dans le tableau 2.1



a)

Valeurs de $\zeta_{élarg}$

F_0/F_1	n_1	α^0 3	6	8	10	12	14	16	20	24	30	40	60	90	180
0	∞	0,03	0,08	0,11	0,15	0,19	0,23	0,27	0,36	0,47	0,65	0,92	1,15	1,10	1,02
0,05	20	0,03	0,07	0,10	0,14	0,16	0,20	0,24	0,32	0,42	0,58	0,83	1,04	0,99	0,92
0.075	13,3	0,03	0,07	0,09	0,13	0,16	0,19	0,23	0,30	0,40	0,55	0,79	0,99	0,95	0,88
0,10	10	0,03	0,07	0,09	0,12	0,15	0,18	0,22	0,29	0,38	0,52	0,75	0,93	0,89	0,83
0,15	6,7	0,02	0,06	0,08	0,11	0,14	0,17	0,20	0,26	0,34	0,46	0,67	0,84	0,79	0,74
0,20	5,0	0,02	0,05	0,07	0,10	0,12	0,15	0,17	0,23	0,30	0,41	0,59	0,74	0,70	0,65
0,25	4,0	0,02	0,05	0,06	0,08	0,10	0,13	0,15	0,20	0,26	0,35	0,47	0,65	0,62	0,58
0,30	3,3	0,02	0,04	0,05	0,07	0,09	0,11	0,13	0,18	0,23	0,31	0,40	0,57	0,54	0,50
0,40	2,5	0,01	0,03	0,04	0,06	0,07	0,08	0,10	0,13	0,17	0,23	0,33	0,41	0,39	0,37
0,50	2,0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,09	0,12	0,16	0,23	0,29	0,28	0,26
0,60	1,7	0,01	0,01	0,02	0,03	0,03	0,04	0,05	0,06	0,08	0,10	0,15	0,18	0,17	0,16

Diffuseur conique dans un réseau
(suite)

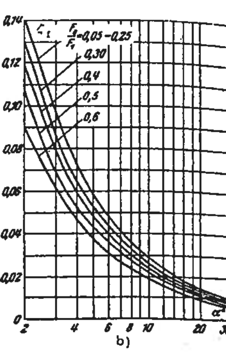
Chapitre V

Diagramme 5.2

2) Champ non uniforme des vitesses à l'entrée dans le diffuseur

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_1 \zeta_{élarg} + \zeta_f$$

où k_1 est déterminé d'après les données des diagrammes 5.1, 5.6 et 5.18.

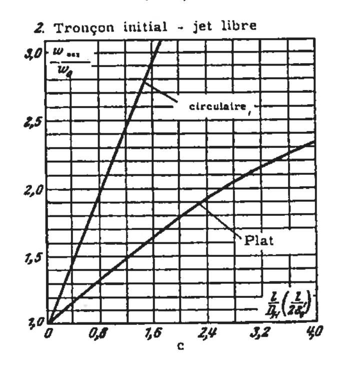


b)

Valeurs de ζ_f

$\frac{F_0}{F_1}$	α^0									
	n_1	2	3	6	8	10	12	14	16	20
0,05	20	0,14	0,10	0,05	0,04	0,03	0,03	0,02	0,02	0,01
0,075	13,3	0,14	0,10	0,05	0,04	0,03	0,02	0,02	0,02	0,01
0,10	10	0,14	0,10	0,05	0,04	0,03	0,02	0,02	0,02	0,01
0,15	6,7	0,14	0,10	0,05	0,04	0,03	0,02	0,02	0,02	0,01
0,20	5,0	0,14	0,10	0,05	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02	0,01
0,25	4,0	0,14	0,10	0,05	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02	0,01
0,30	3,3	0,13	0,09	0,04	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02	0,01
0,40	2,5	0,12	0,08	0,04	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01
0,50	2,0	0,11	0,07	0,04	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01
0,60	1,7	0,09	0,06	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01

Diagramme 5.1
(suite)



c

Diffuseur à section rectangulaire dans un réseau

Chapitre V

Diagramme 5.3

1) Champ uniforme des vitesses à l'entrée dans le diffuseur :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_{élarg} + \zeta_f$$

où :

$$\zeta_{élarg} = \varphi_{élarg}\left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right)^2$$

$\varphi_{élarg}$ est déterminé très approximativement d'après la courbe $\zeta = f(\alpha^0)$, pour $F_0/F_1 = 0$, sur le graphique *a*).

Dans l'intervalle $0 < \alpha < 25°$,

$$\varphi_{élarg} \simeq 4{,}0 \operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}\sqrt[4]{\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}}$$

Les valeurs de $\zeta_{élarg}$ sont déterminées dans leur ensemble, d'après les courbes $\zeta_{élarg} = f(\alpha^0, F_0/F_1)$, du graphique *a*.

$$\zeta_f \simeq \frac{\lambda}{16 \sin\frac{\alpha}{2}}\left[1 - \left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2\right] + \frac{\lambda}{16 \sin\frac{\beta}{2}}\left[1 - \left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2\right] = \Delta\zeta_f + \Delta\zeta_f'$$

Pour

$$\alpha = \beta, \zeta_f = \frac{\lambda}{8 \sin\frac{\alpha}{2}}\left[1 - \left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2\right] = 2\Delta\zeta_f$$

Pour $\lambda \simeq 0{,}02$, $\Delta\zeta_f$ est déterminé d'après les courbes $\Delta\zeta_f = f(\alpha^0)$ du graphique *b*.

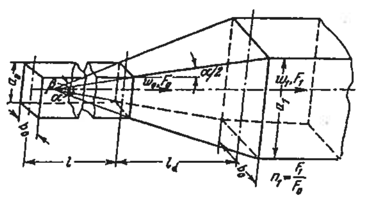
$\Delta\zeta_f'$ est déterminé d'après la courbe $\Delta\zeta' = f(\beta^0)$ du graphique *b*.

λ est déterminé d'après les courbes

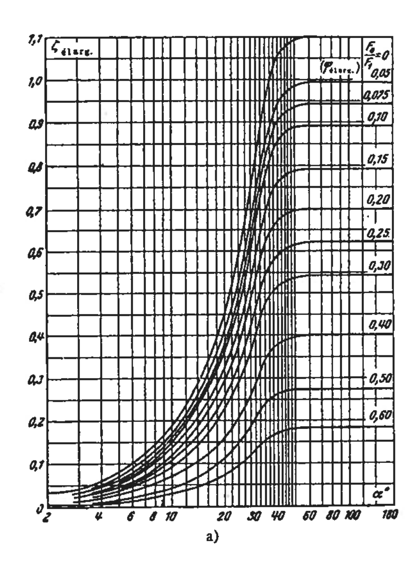
$$\lambda = f(\mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu, \bar{\Delta} = \Delta/D_H)$$

des diagrammes 2.2 à 2.5 ;

ν est donné dans § 1.3, *b* ; Δ dans le tableau 2.1



$D_H = 4 F_0/\Pi_0$; périmètre : Π_0



a)

Valeurs de $\zeta_{élarg}$

$\frac{F_0}{F_1}$	n_1	α^0_{moyen}																
		2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	24	28	32	40	60	90	180
0	∞	0,03	0,06	0,10	0,14	0,19	0,23	0,29	0,34	0,40	0,45	0,59	0,73	0,89	1,05	1,10	1,10	1,10
0,05	20	0,03	0,05	0,09	0,13	0,17	0,21	0,26	0,31	0,36	0,40	0,53	0,66	0,80	0,94	0,99	0,99	0,99
0,075	13,3	0,03	0,05	0,08	0,12	0,16	0,20	0,25	0,29	0,34	0,38	0,50	0,62	0,76	0,90	0,94	0,94	0,94
0,10	10	0,02	0,05	0,08	0,11	0,15	0,19	0,24	0,28	0,32	0,36	0,48	0,59	0,72	0,85	0,89	0,89	0,89
0,15	6,7	0,02	0,04	0,07	0,10	0,14	0,17	0,21	0,24	0,29	0,32	0,42	0,52	0,64	0,76	0,79	0,79	0,79
0,20	5,0	0,02	0,04	0,06	0,09	0,12	0,15	0,18	0,22	0,26	0,29	0,38	0,47	0,57	0,67	0,70	0,70	0,70
0,25	4,0	0,02	0,03	0,06	0,08	0,11	0,13	0,16	0,19	0,22	0,25	0,33	0,41	0,50	0,59	0,62	0,62	0,62
0,30	3,3	0,01	0,03	0,05	0,07	0,09	0,11	0,14	0,17	0,20	0,22	0,29	0,36	0,44	0,51	0,54	0,54	0,54
0,40	2,5	0,01	0,02	0,04	0,05	0,07	0,08	0,10	0,12	0,14	0,16	0,21	0,26	0,32	0,38	0,40	0,40	0,40
0,50	2,0	0,01	0,01	0,02	0,03	0,05	0,06	0,07	0,08	0,10	0,11	0,15	0,18	0,22	0,26	0,27	0,27	0,27
0,60	1,7	0,01	0,01	0,02	0,02	0,03	0,04	0,05	0,05	0,06	0,07	0,09	0,12	0,14	0,17	0,18	0,18	0,18

Difuseur à section rectangulaire dans un réseau
(suite)

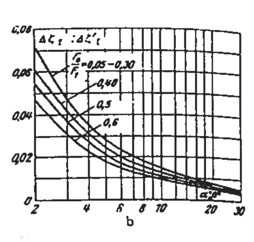
Chapitre V

Diagramme 5.3

2) Champ non uniforme des vitesses à l'entrée dans le diffuseur

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_1 \zeta_{\text{élarg}} + \zeta_f$$

où k_1 est déterminé d'après les données des diagrammes 5.1, 5.6 et 5.18.

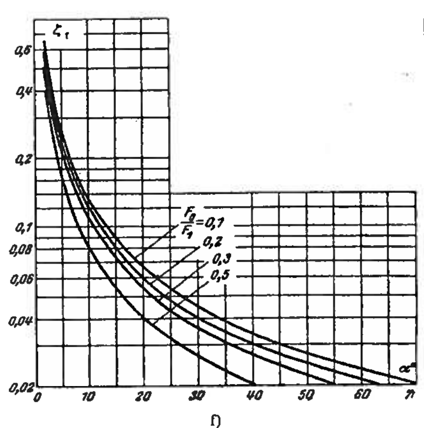


b

Valeurs de $\Delta\zeta_f$ ou $\Delta\zeta'_f$

$\frac{F_0}{F_1}$	n_1	$\alpha^\circ, \beta^\circ$								
		2	4	6	8	10	12	14	16	20
0,05	20	0,07	0,04	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01
0,10	10	0,07	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01
0,15	6,7	0,07	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01
0,20	5,0	0,07	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01
0,25	4,0	0,07	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01
0,30	3,3	0,07	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01
0,40	2,5	0,06	0,03	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01	0,01
0,50	2,0	0,06	0,03	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
0,60	1,7	0,05	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01

Diagramme 5.4
(suite)



f)

Valeurs de ζ_f pour $a_0/b_0 = 2{,}0$

$\frac{F_0}{F_1}$	n_1	α°									
		2°	4°	6°	8°	10°	20°	30°	40°	50°	60°
0,10	10	0,65	0,33	0,22	0,16	0,13	0,06	0,04	0,03	0,03	0,02
0,20	5,0	0,60	0,30	0,28	0,15	0,12	0,06	0,04	0,03	0,03	0,02
0,30	3,3	0,53	0,26	0,18	0,13	0,11	0,05	0,04	0,03	0,02	0,02
0,50	2,0	0,39	0,19	0,13	0,10	0,08	0,04	0,03	0,02	0,02	0,01

Diffuseur plat dans un réseau

Chapitre V

Diagramme 5.4

1) Champ uniforme des vitesses à l'entrée dans le diffuseur :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_{\text{élarg}} + \zeta_f \, ;$$

où

$$\zeta_{\text{élarg}} = \varphi_{\text{élarg}} \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right)^2 ;$$

$\varphi_{\text{élarg}}$ est déterminé approximativement d'après la courbe $\zeta_{\text{élarg}} = f(\alpha^\circ)$ pour $F_0/F_1 = 0$, sur le graphique *a*.

Dans l'intervalle $0 < \alpha < 40^\circ$:

$$\varphi_{\text{élarg}} \simeq 3{,}2 \ \text{tg} \frac{\alpha}{2} \sqrt[4]{\text{tg} \frac{\alpha}{2}}$$

Les valeurs de $\zeta_{\text{élarg}}$ dans leur ensemble sont déterminées d'après les courbes $\zeta_{\text{élarg}} = f(\alpha^\circ, F_0/F_1)$ sur le graphique *a* ;

$$\zeta_f \simeq \frac{\lambda}{4 \sin \frac{\alpha}{2}} \left[\frac{a_0}{b_0} \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right) + 0{,}5 \left[1 - \left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2\right] \right]$$

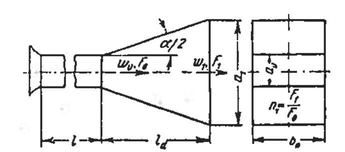
Pour $\lambda = 0{,}02$, $\Delta\zeta_f$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_f = f(\alpha^\circ, a_0/b_0, F_0/F_1)$ des graphiques *b, c, d, e* et *f* ;

λ est déterminé d'après les courbes

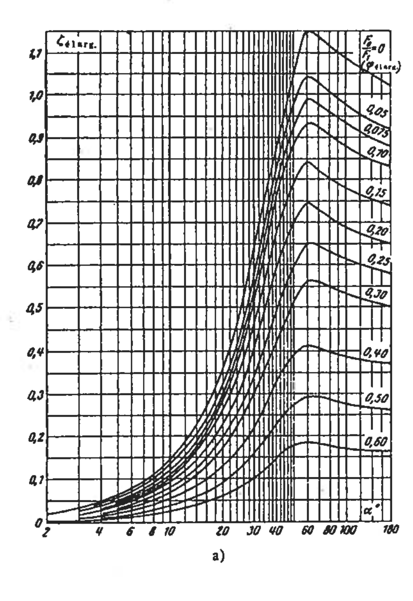
$$\lambda = f(\text{Re} = w_0 D_H/\nu, \bar{\Delta} = \Delta/D_H)$$

sur les diagrammes 2.2 à 2.5 ;

ν est donné dans § 1.3, *b* ; Δ dans le tableau 2.1.



$D_H = 4 F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre



a)

Valeurs de $\zeta_{\text{élarg}}$

$\frac{F_0}{F_1}$	n_1	α°													
		3	6	8	10	12	14	16	20	24	30	40	60	90	180
0	∞	0,03	0,08	0,11	0,15	0,19	0,23	0,27	0,36	0,47	0,65	0,92	1,15	1,10	1,02
0,05	20	0,03	0,07	0,10	0,14	0,16	0,20	0,24	0,32	0,42	0,58	0,83	2,04	0,99	0,92
0,075	13,3	0,03	0,07	0,09	0,13	0,16	0,19	0,23	0,30	0,40	0,55	0,79	0,99	0,95	0,88
0,10	10	0,02	0,07	0,09	0,12	0,15	0,18	0,22	0,29	0,38	0,52	0,75	0,93	0,89	0,83
0,15	6,7	0,02	0,06	0,08	0,11	0,14	0,17	0,20	0,26	0,34	0,46	0,67	0,84	0,79	0,74
0,20	5,0	0,02	0,05	0,07	0,10	0,12	0,15	0,17	0,23	0,30	0,41	0,59	0,74	0,70	0,65
0,25	4,0	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,13	0,15	0,20	0,26	0,35	0,47	0,65	0,62	0,58
0,30	3,3	0,02	0,04	0,05	0,07	0,09	0,11	0,13	0,18	0,23	0,31	0,40	0,57	0,54	0,50
0,40	2,5	0,01	0,03	0,04	0,05	0,07	0,08	0,10	0,13	0,17	0,23	0,33	0,41	0,39	0,37
0,50	2,0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,09	0,12	0,16	0,23	0,29	0,28	0,26
0,60	1,7	0,01	0,01	0,02	0,03	0,03	0,04	0,05	0,06	0,08	0,10	0,15	0,18	0,17	0,16

Diffuseur plat dans un réseau (suite)

Chapitre V

Diagramme 5.4

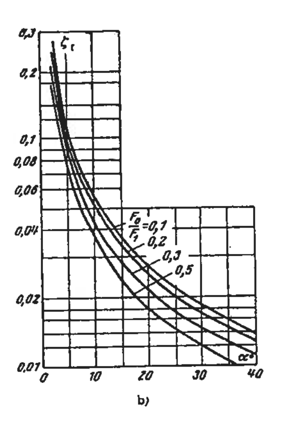
2) Pour le champ non uniforme des vitesses à l'entrée dans le diffuseur :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_1 \zeta_{élarg} + \zeta_f ,$$

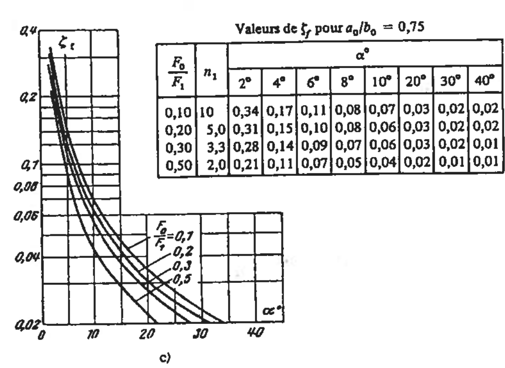
où ; k_1 est déterminé d'après les données des diagrammes 5.1, 5.6 et 5.18.

Valeurs de ζ_f pour $a_0/b_0 = 0,5$

$\frac{F_0}{F_1}$	n_1	α°							
		2°	4°	6°	8°	10°	20°	30°	40°
0,10	10	0,27	0,14	0,09	0,07	0,05	0,03	0,02	0,01
0,20	5,0	0,25	0,13	0,08	0,06	0,05	0,03	0,02	0,01
0,30	3,3	0,22	0,11	0,08	0,06	0,05	0,02	0,02	0,01
0,50	2,0	0,18	0,09	0,06	0,04	0,04	0,02	0,01	0,01



b)



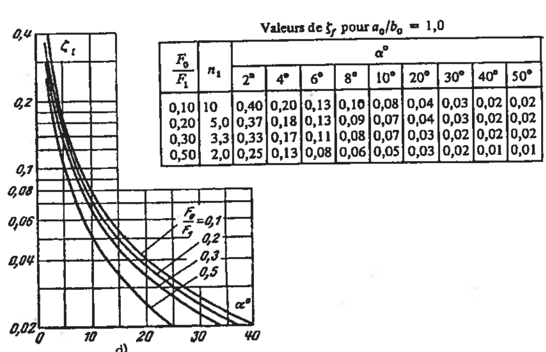
c)

Valeurs de ζ_f pour $a_0/b_0 = 0,75$

$\frac{F_0}{F_1}$	n_1	α°							
		2°	4°	6°	8°	10°	20°	30°	40°
0,10	10	0,34	0,17	0,11	0,08	0,07	0,03	0,02	0,02
0,20	5,0	0,31	0,15	0,10	0,08	0,06	0,03	0,02	0,02
0,30	3,3	0,28	0,14	0,09	0,07	0,06	0,03	0,02	0,01
0,50	2,0	0,21	0,11	0,07	0,05	0,04	0,02	0,01	0,01

Valeurs de ζ_f pour $a_0/b_0 = 1,5$

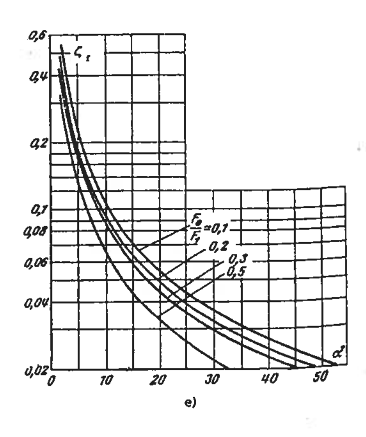
$\frac{F_0}{F_1}$	n_1	α°							
		2°	4°	6°	8°	10°	20°	30°	40°
0,10	10	0,53	0,26	0,18	0,13	0,11	0,05	0,04	0,03
0,10	5,0	0,48	0,24	0,16	0,12	0,10	0,05	0,03	0,02
0,30	3,3	0,43	0,21	0,14	0,10	0,09	0,04	0,03	0,02
0,50	2,0	0,32	0,16	0,10	0,08	0,06	0,03	0,02	0,02



d)

Valeurs de ζ_f pour $a_0/b_0 = 1,0$

$\frac{F_0}{F_1}$	n_1	α°								
		2°	4°	6°	8°	10°	20°	30°	40°	50°
0,10	10	0,40	0,20	0,13	0,10	0,08	0,04	0,03	0,02	0,02
0,20	5,0	0,37	0,18	0,13	0,09	0,07	0,04	0,03	0,02	0,02
0,30	3,3	0,33	0,17	0,11	0,08	0,07	0,03	0,02	0,02	0,02
0,50	2,0	0,25	0,13	0,08	0,06	0,05	0,03	0,02	0,01	0,01



e)

Diffuseur intermédiaire (passage d'une section circulaire à une section rectangulaire, ou vice-versa) dans un réseau

Chapitre V

Diagramme 5.5

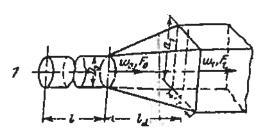
$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après les données des diagrammes 5.3 pour un diffuseur pyramidal avec un angle d'ouverture équivalent, qui est calculé d'après les relations :

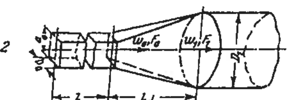
1) Passage du cercle au rectangle :

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2} = \frac{2\sqrt{\frac{a_1 b_1}{\pi}} - D_0}{2 l_d}$$

2) Passage du rectangle au cercle :

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2} = \frac{D_1 - 2\sqrt{\frac{a_0 b_0}{\pi}}}{2 l_d}$$





Diffuseur de forme quelconque pour α = 8 à 12°, disposé à l'aval d'un coude ou d'une autre singularité, avec des profils de vitesses similaires

Chapitre V

Diagramme 5.6

$D_H = 4 F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre.

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_1 \zeta' ,$$

où : ζ' est exprimé en fonction de la forme du diffuseur ; voir ζ dans les diagrammes correspondants 5.2 à 5.5.

k_1 est donné sur le tableau 5.2 en fonction des paramètres du coude ou de la forme du profil des vitesses, figurant sur le graphique : courbes $w/w_0 = f(y/r_0)$.

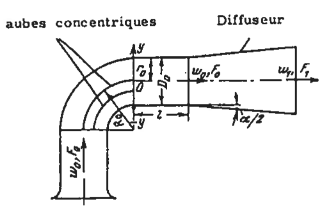
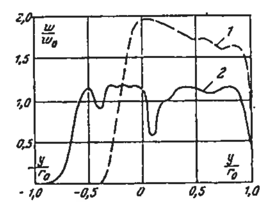


Tableau 5.2

Forme du profil des vitesses	Paramètres du coude			k_1
	R_0/D_H	l/D_H	Nombre d'aubes concentriques	
1	0,8 à 1	0	0	6,8
2	0,8 à 1	0	2	2,1
—	0,8 à 1	0	3	1,9
—	2,0	0	0	2,6
—	2,0	1,0	0	1,0
—	⩾ 3	0	0	1,0

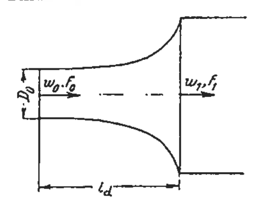


Diffuseurs curvilignes ($d_p/d_x = \text{const}$), dans un réseau

Chapitre V

Diagramme 5.7

N° 1 Diffuseur à section circulaire ou rectangulaire



N° 2 Diffuseur aplati

$\alpha/2$ a_0 w_0, F_0 w_1, F_1 a_1 l_d $n = \frac{F_1}{F_0} = \frac{a_1}{a_0}$ b_0

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \varphi_0\, \sigma_0\, d$$ (formule applicable dans l'intervalle $0{,}1 \leqslant F_0/F_1 \leqslant 0{,}9$)

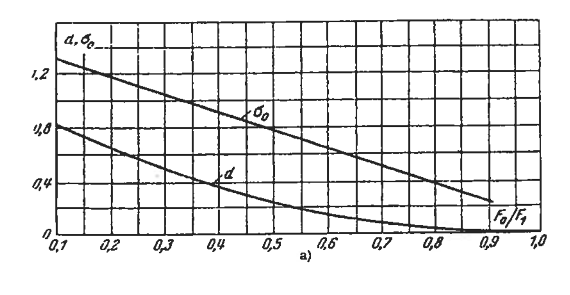
où : $\sigma_0 = 1{,}43 - (1{,}3\, F_0/F_1)$ est déterminé par la courbe $\sigma_0 = f(F_0/F_1)$ du graphique *a*) ;

$d = (1 - F_0/F_1)^2$ est déterminé par la courbe $d = f_2(F_0/F_1)$ du graphique *a*) ;

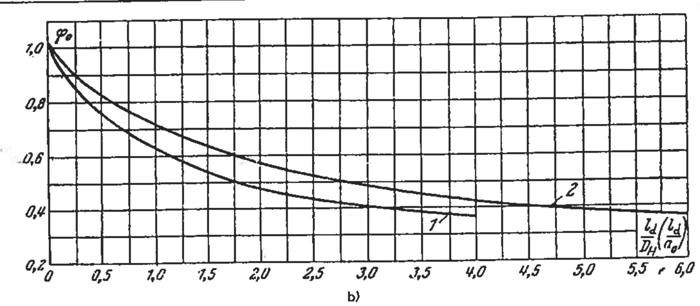
φ_0 est déterminé par les courbes correspondantes $\varphi_0 = f(l/D_H)$ ou $\varphi_0 = f(l/a_0)$ du graphique *b*.

F_0/F_1	σ_0	d
0,1	1,30	0,81
0,2	1,17	0,64
0,3	1,04	0,49
0,4	0,91	0,36
0,5	0,78	0,25
0,6	0,65	0,16
0,7	0,52	0,09
0,8	0,39	0,04
0,9	0,26	0,01

$\frac{l_d}{D_H}\left(\frac{l_d}{a_0}\right)$	φ_0	
	Diffuseur à section circulaire ou rectangulaire	Diffuseur aplati
0	1,02	1,02
0,5	0,75	0,83
1,0	0,62	0,72
1,5	0,53	0,64
2,0	0,47	0,57
2,5	0,43	0,52
3,0	0,40	0,48
3,5	0,38	0,45
4,0	0,37	0,43
4,5	–	0,41
5,0	–	0,39
6,0	–	0,37



a)



b)

Diffuseur étagé à section circulaire avec un angle d'ouverture optimal $\alpha^\circ_{\text{opt}}$

Chapitre V

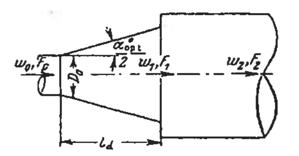
Diagramme 5.8

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq (1 + \sigma)\,\zeta_{\min}$$

Cette formule est applicable après avoir choisi l'angle optimal $\alpha^\circ_{\text{opt}}$ d'après le graphique *b* ;

$\zeta_{\min}$ est exprimé sur le graphique *a* en fonction de l_d/D_0 et de n,

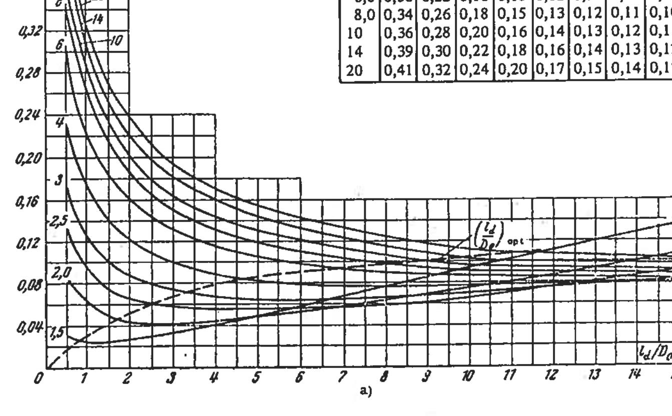
σ est exprimé très approximativement sur le graphique *c* en fonction de F_0/F_1



$$n_1 = \frac{F_1}{F_0} = \left(1 + 2\frac{l_d}{D_0}\,\text{tg}\,\frac{\alpha}{2}\right)^2 ;\; n_2 = \frac{F_2}{F_1} ;\; n = \frac{F_2}{F_0}$$

Valeurs de $\zeta_{\min}$

n	l_d/D_0										
	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10	12	14
1,5	0,03	0,02	0,03	0,03	0,04	0,05	0,06	0,08	0,10	0,11	0,13
2,0	0,08	0,06	0,04	0,04	0,04	0,05	0,05	0,06	0,08	0,09	0,10
2,5	0,13	0,09	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,07	0,08	0,09
3,0	0,17	0,12	0,09	0,07	0,07	0,06	0,06	0,07	0,07	0,08	0,08
4,0	0,23	0,17	0,12	0,10	0,09	0,08	0,08	0,08	0,08	0,08	0,08
6,0	0,30	0,22	0,16	0,13	0,12	0,10	0,10	0,09	0,09	0,09	0,08
8,0	0,34	0,26	0,18	0,15	0,13	0,12	0,11	0,10	0,09	0,09	0,09
10	0,36	0,28	0,20	0,16	0,14	0,13	0,12	0,11	0,10	0,09	0,09
14	0,39	0,30	0,22	0,18	0,16	0,14	0,13	0,12	0,10	0,10	0,10
20	0,41	0,32	0,24	0,20	0,17	0,15	0,14	0,12	0,11	0,11	0,10



a)

Diffuseur étagé à section circulaire avec un angle d'ouverture optimal α^0_{opt}

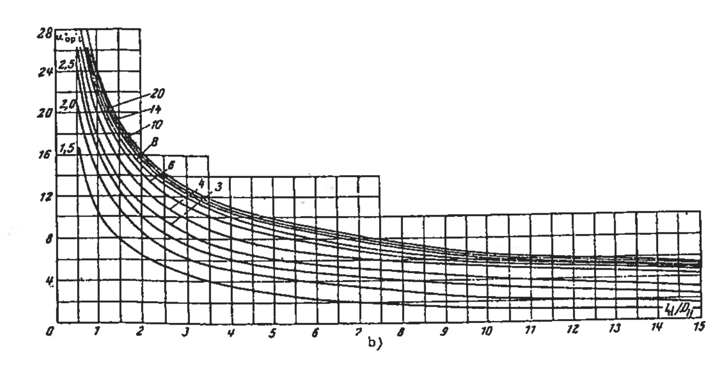
Chapitre V

Diagramme 5.8

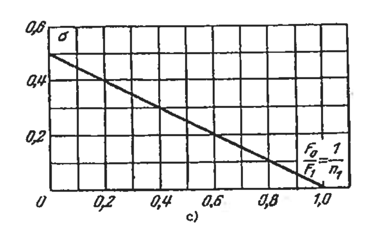
(suite)

Valeurs de α^0_{opt}

n	l_d/D_0										
	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10	12	14
1,5	17	10	6,5	4,5	3,5	2,8	2,2	1,7	1,2	1,0	0,8
2,0	21	14	8,5	6,2	5,0	4,3	3,8	3,0	2,3	2,0	1,6
2,5	25	16	10	7,4	6,0	5,4	4,8	4,0	3,5	3,0	2,5
3,0	27	17	11	8,5	7,0	6,1	5,6	4,8	4,2	3,8	3,2
4,0	29	20	13	9,8	8,0	7,2	6,6	5,8	5,2	4,8	4,4
6,0	31	21	14	11	9,4	8,2	7,4	6,2	5,6	5,2	4,7
8,0	32	22	15	12	10	8,8	8,0	6,6	5,8	5,4	5,0
10	33	23	15	12	11	9,4	8,4	7,0	6,2	5,5	5,2
14	33	24	16	13	11	9,6	8,7	7,3	6,3	5,6	5,4
20	34	24	16	13	11	9,8	9,0	7,5	6,5	6,0	5,6



b)



c)

Diffuseur étagé à section rectangulaire avec un angle d'ouverture optimal α^0_{opt}

Chapitre V

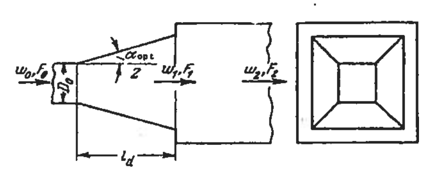
Diagramme 5.9

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq (1 + \sigma)\,\zeta_{min}$$

Cette formule est applicable après avoir choisi l'angle optimal α^0_{opt} d'après le graphique *b* ;

ζ_{min} est exprimé sur le graphique *a* en fonction de l_d/D_H et de n (avec de grandes réserves) ;

σ est exprimé très approximativement sur le graphique *c* en fonction de F_0/F_1

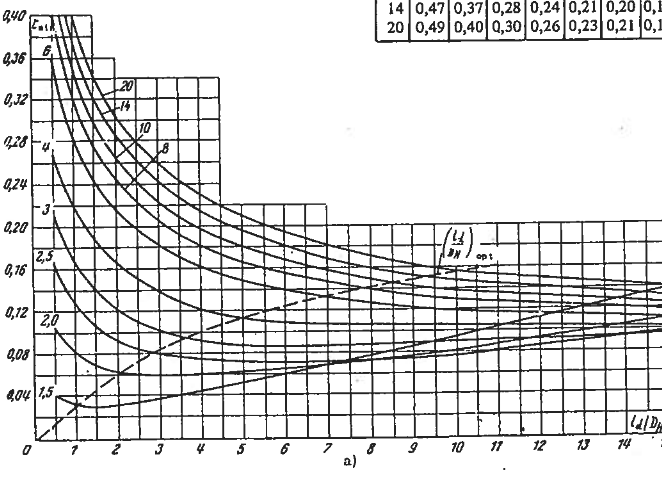


$D_H = 4\,F_0/\Pi_0$; Π_0 périmètre

$$n_1 = \frac{F_1}{F_0} = \left(1 + 2\,\frac{l_d}{D_H}\,\mathrm{tg}\,\frac{\alpha}{2}\right)^2 ;\; n_2 = \frac{F_2}{F_1} ;\; n = \frac{F_2}{F_0}.$$

Valeurs de ζ_{min}

n	l_d/D_H										
	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10	12	14
1,5	0,04	0,03	0,03	0,04	0,05	0,05	0,06	0,08	0,10	0,11	0,13
2,0	0,11	0,08	0,06	0,06	0,06	0,06	0,07	0,07	0,08	0,09	0,10
2,5	0,16	0,13	0,09	0,08	0,08	0,07	0,08	0,07	0,08	0,08	0,09
3,0	0,21	0,17	0,12	0,10	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09
4,0	0,27	0,22	0,17	0,14	0,12	0,11	0,11	0,11	0,11	0,10	0,10
6,0	0,36	0,28	0,21	0,18	0,16	0,15	0,14	0,13	0,12	0,12	0,11
8,0	0,41	0,32	0,24	0,21	0,18	0,17	0,16	0,14	0,13	0,12	0,12
10	0,44	0,35	0,26	0,22	0,20	0,18	0,17	0,15	0,14	0,13	0,13
14	0,47	0,37	0,28	0,24	0,21	0,20	0,18	0,16	0,15	0,14	0,14
20	0,49	0,40	0,30	0,26	0,23	0,21	0,19	0,17	0,16	0,15	0,14



a)

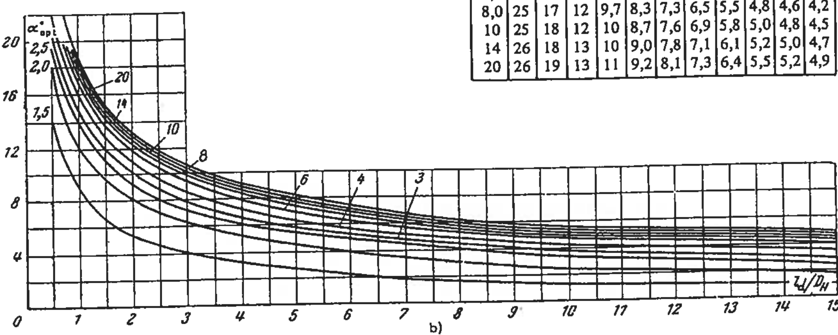
Diffuseur étagé à section rectangulaire avec un angle d'ouverture optimal $\alpha^{0}_{opt.}$

Chapitre V — **Diagramme 5.9**

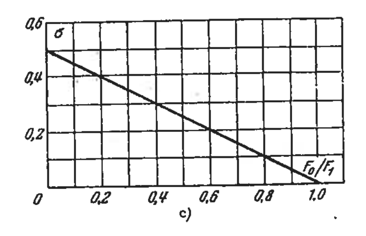
(suite)

Valeurs de α°_{opt}

n	l_d/D_H										
	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10	12	14
1,5	14	9,0	5,3	4,0	3,3	2,7	2,2	1,7	1,2	1,0	1,0
2,0	18	12	8,0	6,3	5,2	4,5	3,8	3,0	2,3	2,0	1,8
2,5	20	14	9,0	7,2	6,1	5,4	4,8	4,0	3,2	2,9	2,4
3,0	21	15	10	7,8	6,5	5,8	5,2	4,4	3,6	3,3	2,9
4,0	22	16	11	8,5	7,1	6,2	5,5	4,8	4,0	3,8	3,5
6,0	24	17	12	9,4	8,0	6,9	6,2	5,2	4,5	4,3	4,0
8,0	25	17	12	9,7	8,3	7,3	6,5	5,5	4,8	4,6	4,2
10	25	18	12	10	8,7	7,6	6,9	5,8	5,0	4,8	4,5
14	26	18	13	10	9,0	7,8	7,1	6,1	5,2	5,0	4,7
20	26	19	13	11	9,2	8,1	7,3	6,4	5,5	5,2	4,9



b)



c)

Diffuseur plat étagé avec un angle d'ouverture $\alpha^{0}_{opt.}$ optimal, pour $a_0/b_0 \approx 0{,}5$ à 2

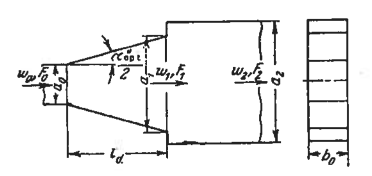
Chapitre V — **Diagramme 5.10**

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq (1 + \sigma)\,\zeta_{min}$$

Cette formule est applicable après avoir choisi l'angle optimal α°_{opt} d'après le graphique *b*).

ζ_{min} est exprimé sur le graphique *a* en fonction de l_d/a_0 et de n ;

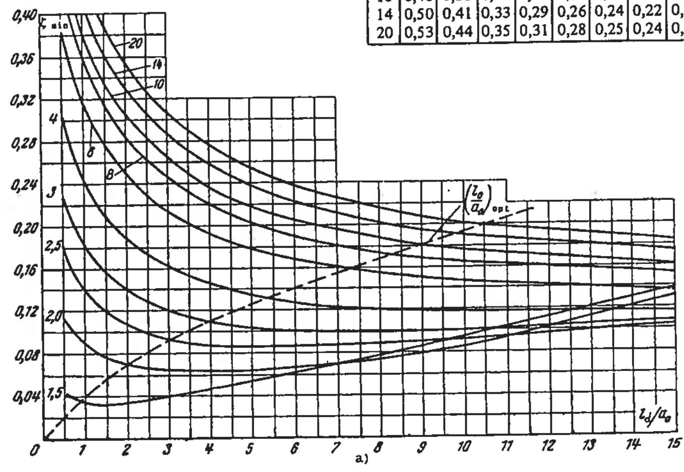
σ est exprimé très approximativement sur le graphique *c* en fonction de F_0/F_1.



$$n_1 = \frac{a_1}{a_0} = 1 + 2\frac{l_d}{a_0}\,\mathrm{tg}\,\frac{\alpha}{2}\;;\; n_2 = \frac{a_2}{a_1}\;;\; n = \frac{F_2}{F_0} = \frac{a_2}{a_0}.$$

Valeurs de ζ_{min}

n	l_d/a_0										
	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10	12	14
1,5	0,04	0,04	0,04	0,04	0,05	0,06	0,06	0,08	0,10	0,11	0,13
2,0	0,12	0,09	0,07	0,07	0,06	0,07	0,07	0,07	0,08	0,10	0,12
2,5	0,18	0,14	0,11	0,10	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	0,10	0,10
3,0	0,23	0,18	0,14	0,12	0,11	0,11	0,10	0,10	0,10	0,10	0,11
4,0	0,30	0,24	0,19	0,16	0,15	0,14	0,13	0,12	0,12	0,12	0,12
6,0	0,38	0,31	0,25	0,21	0,19	0,18	0,17	0,16	0,15	0,14	0,14
8,0	0,43	0,36	0,28	0,25	0,22	0,20	0,19	0,17	0,16	0,16	0,15
10	0,46	0,38	0,30	0,26	0,24	0,22	0,21	0,19	0,18	0,17	0,16
14	0,50	0,41	0,33	0,29	0,26	0,24	0,22	0,20	0,19	0,18	0,18
20	0,53	0,44	0,35	0,31	0,28	0,25	0,24	0,22	0,20	0,19	0,19



a)

Diffuseur plat étagé avec un angle d'ouverture $\alpha^{0}_{opt.}$ optimal, pour $a_0/b_0 \approx 0,5$ à 2

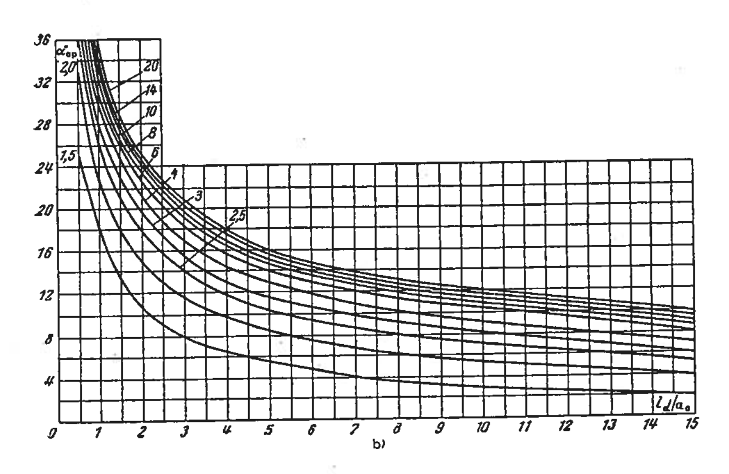
Chapitre V

Diagramme 5.10

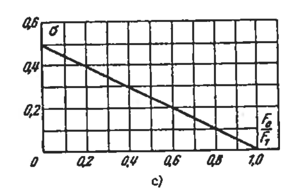
(suite)

Valeurs de α°_{opt}

n	l_d/a_0										
	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10	12	14
1,5	25	18	11	8,0	6,4	5,4	4,7	3,5	2,8	2,4	2,0
2,0	33	23	15	12	9,7	8,4	7,5	6,0	5,2	4,7	4,3
2,5	37	26	18	14	12	10	9,4	8,0	7,0	6,3	5,6
3,0	39	27	20	16	13	12	11	9,1	8,0	7,2	6,4
4,0	42	30	21	17	15	13	12	10	9,0	8,2	7,4
6,0	45	31	23	18	16	14	13	11	10	9,4	8,5
8,0	47	32	23	19	17	15	14	12	11	10	9,1
10	48	33	24	20	17	15	14	12	11	10	9,5
14	49	34	25	20	17	16	14	13	12	11	9,9
20	50	35	25	21	18	16	15	13	12	11	10



b)



c)

Diffuseurs courts avec des dispositifs de guidage, ou un obstacle à la sortie

Chapitre V

Diagramme 5.11

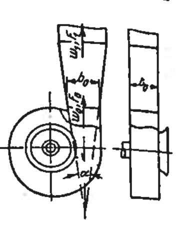
Caractéristique de l'installation	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Avec des parois de séparation z = nombre de parois α°: 30, 45, 60, 90, 120 z: 2, 4, 6, 6, 6 à 8	$\frac{a'_0}{a_0} = \frac{a'_1}{a_1} = \frac{1}{z+1}$ w_0, f_0; a_0; a'_0; α; a'_1; w_1, F_1; a_1 $\alpha > 30°$	$\zeta \approx 0,65\ \zeta_d$ où ζ_d est égal à ζ déterminé sur les diagrammes 5.2 à 5.5
Avec des déflecteurs	Deflecteurs; $\alpha/2$; D_0; w_0, f_0; w_1, F_1 $\alpha > 30°$	$\zeta \approx 0,65\ \zeta_d$ où ζ_d est égal à ζ déterminé sur les diagrammes 5.2 à 5.5
Avec un obstacle à la sortie (grille, treillis)	grille; $\alpha/2$; D_0; w_0, f_0; w_1, F_1	a) Pour $\alpha = 0$ à $60°$ $\zeta = \zeta_0 + \frac{\zeta_g}{n_1^2}$ b) Pour $\alpha > 60°$ $\zeta = 1,2$ à $1,3\left(\zeta_0 + \frac{\zeta_g}{n_1^2}\right)$ où ζ_0 est égal à ζ déterminé sur les diagrammes 5.2 à 5.5 ζ_g est égal à ζ d'une grille, déterminé sur les diagrammes 8.1 à 8.7 $n_1 = \frac{F_1}{F_0}$

Diffuseur aplati symétrique disposé à l'aval d'un ventilateur centrifuge, en service dans un réseau (en refoulement)

Chapitre V

Diagramme 5.12

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé par les courbes $\zeta = f(F_1/F_0)$ pour diverses valeurs de $\alpha°$.



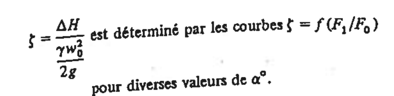
Valeurs de ζ

$\alpha°$	F_1/F_0					
	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0
10	0,05	0,07	0,09	0,10	0,11	0,11
15	0,06	0,09	0,11	0,13	0,13	0,14
20	0,07	0,10	0,13	0,15	0,16	0,16
25	0,08	0,13	0,16	0,19	0,21	0,23
30	0,16	0,24	0,29	0,32	0,34	0,35
35	0,24	0,34	0,39	0,44	0,48	0,50

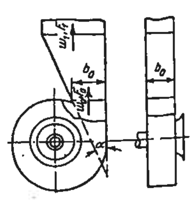
Diffuseur aplati non symétrique, avec $\alpha_1 = 0$ disposé à l'aval d'un ventilateur centrifuge, en service dans un réseau (en refoulement)

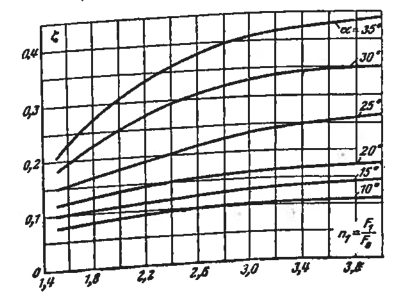
Chapitre V

Diagramme 5.13



$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé par les courbes $\zeta = f(F_1/F_0)$ pour diverses valeurs de $\alpha°$.





Valeurs de ζ

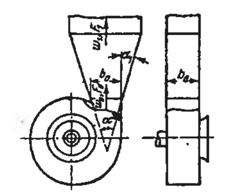
$\alpha°$	F_1/F_0					
	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0
10	0,08	0,09	0,10	0,10	0,11	0,11
15	0,10	0,11	0,12	0,13	0,14	0,15
20	0,12	0,14	0,15	0,16	0,17	0,18
25	0,15	0,18	0,21	0,23	0,25	0,26
30	0,18	0,25	0,30	0,33	0,35	0,35
35	0,21	0,31	0,38	0,41	0,43	0,44

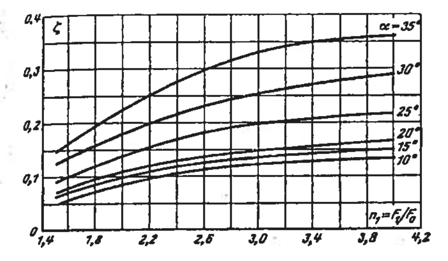
Diffuseur aplati non symétrique, avec $\alpha_1 = 10°$ disposé à l'aval d'un ventilateur centrifuge, en service dans un réseau (en refoulement)

Chapitre V

Diagramme 5.14

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé par les courbes $\zeta = f(F_1/F_0)$ pour diverses valeurs de $\alpha°$.





Valeurs de ζ

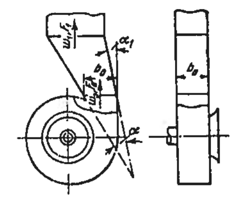
$\alpha°$	F_1/F_0					
	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0
10	0,05	0,08	0,11	0,13	0,13	0,14
15	0,06	0,10	0,12	0,14	0,15	0,15
20	0,07	0,11	0,14	0,15	0,16	0,16
25	0,09	0,14	0,18	0,20	0,21	0,22
30	0,13	0,18	0,23	0,26	0,28	0,29
35	0,15	0,23	0,28	0,33	0,35	0,36

Diffuseur aplati non symétrique, avec $\alpha_1 = -10°$ disposé à l'aval d'un ventilateur centrifuge, en service dans un réseau (en refoulement)

Chapitre V

Diagramme 5.15

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé par les courbes $\zeta = f(F_1/F_0)$ pour diverses valeurs de $\alpha°$.



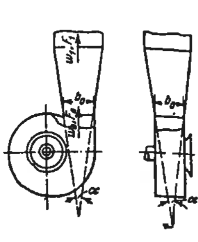
Valeurs de ζ

$\alpha°$	F_1/F_0					
	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0
10	0,11	0,13	0,14	0,14	0,14	0,14
15	0,13	0,15	0,16	0,17	0,18	0,18
20	0,19	0,22	0,24	0,26	0,28	0,30
25	0,29	0,32	0,35	0,37	0,39	0,40
30	0,36	0,42	0,46	0,49	0,51	0,51
35	0,44	0,54	0,61	0,64	0,66	0,66

Diffuseur pyramidal disposé à l'aval d'un ventilateur centrifuge, en service dans un réseau (en refoulement)

Chapitre V

Diagramme 5.16



$\zeta = \dfrac{\Delta H}{\gamma \dfrac{w_0^2}{2g}}$ est déterminé par les courbes $\zeta = f(F_1/F_0)$ pour diverses valeurs de $\alpha°$.

Valeurs de ζ

α	F_1/F_0					
	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0
10°	0,10	0,18	0,21	0,23	0,24	0,25
15°	0,23	0,33	0,38	0,40	0,42	0,44
20°	0,31	0,43	0,48	0,53	0,56	0,58
25°	0,36	0,49	0,55	0,58	0,62	0,64
30°	0,42	0,53	0,59	0,64	0,67	0,69

Diffuseur étagé avec un angle d'ouverture optimal $\alpha°_{opt}$ placé à l'aval d'un ventilateur centrifuge, en service dans un réseau (en refoulement)

Chapitre V

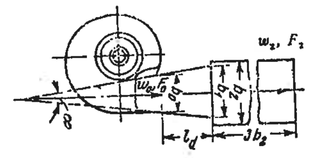
Diagramme 5.17

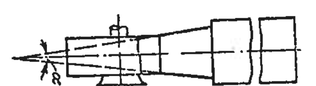
$\zeta = \dfrac{\Delta H}{\gamma \dfrac{w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes

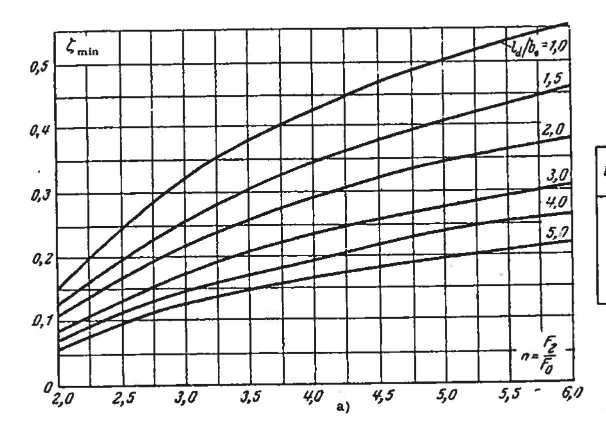
$\zeta_{min} = f(F_2/F_0)$ pour diverses valeurs de l_d/b_0, sur le graphique *a* ;

$\alpha°_{opt}$ est déterminé d'après les courbes

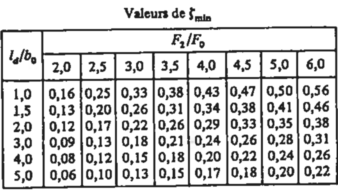
$\alpha°_{opt} = f(F_2/F_0)$, pour diverses valeurs de l_d/b_0, sur le graphique *b*.





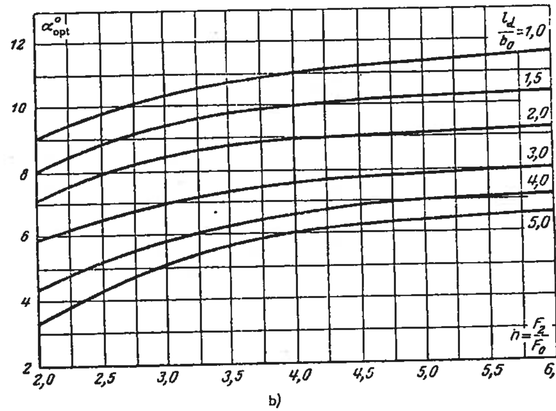


a)

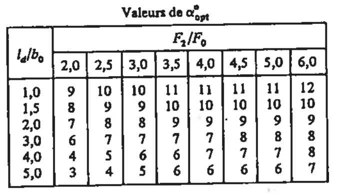


Valeurs de ζ_{min}

l_d/b_0	F_2/F_0							
	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	6,0
1,0	0,16	0,25	0,33	0,38	0,43	0,47	0,50	0,56
1,5	0,13	0,20	0,26	0,31	0,34	0,38	0,41	0,46
2,0	0,12	0,17	0,22	0,26	0,29	0,33	0,35	0,38
3,0	0,09	0,13	0,18	0,21	0,24	0,26	0,28	0,31
4,0	0,08	0,12	0,15	0,18	0,20	0,22	0,24	0,26
5,0	0,06	0,10	0,13	0,15	0,17	0,18	0,20	0,22



b)



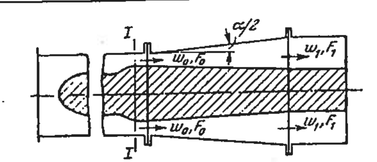
Valeurs de $\alpha°_{opt}$

l_d/b_0	F_2/F_0							
	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	6,0
1,0	9	10	10	11	11	11	11	12
1,5	8	9	9	10	10	10	10	10
2,0	7	8	8	9	9	9	9	9
3,0	6	7	7	7	7	8	8	8
4,0	4	5	6	6	7	7	7	8
5,0	3	4	5	6	6	6	6	7

Diffuseurs annulaires avec noyau, dans un réseau

Chapitre V

Diagramme 5.18

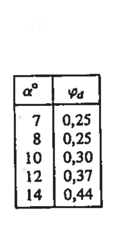


1) Diffuseur avec noyau qui se rétrécit dans le sens de l'écoulement

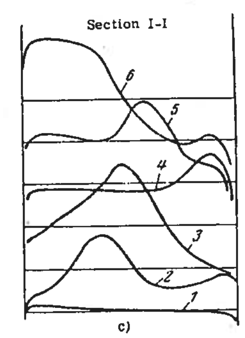
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_1 \varphi_d \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right)^2$$

où : φ_d est exprimé sur le graphique *a* en fonction de l'angle d'ouverture α ;

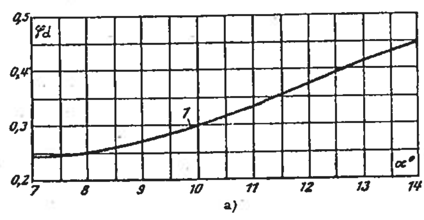
k_1 est exprimé sur le graphique *b* en fonction de l'angle d'ouverture α pour divers profils des vitesses, indiqués sur le graphique *c* (dans la section I-I).



$\alpha°$	φ_d
7	0,25
8	0,25
10	0,30
12	0,37
14	0,44



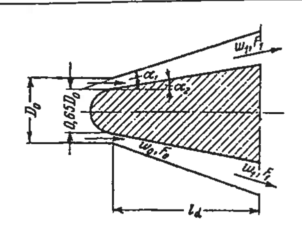
c)



a)

Tableau 5-3

l_d/D_0	0,75	1,0	1,5	1,75	2,0
α_1^0	12,5	17	8,7	6,7	6,0
α_2^0	0	9	6	3	3
ζ'	0,17	0,27	0,11	0,09	0,08



2) Diffuseur avec noyau qui s'élargit dans le sens de l'écoulement :

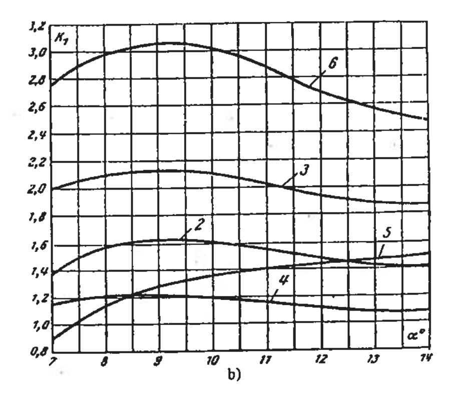
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_1 \zeta',$$

où : ζ' est donné dans le tableau 5-3

k_1 est connu d'après les données des diagrammes 5.1, 5.6 et 5.18.

Tableau des valeurs de k_1

$\alpha°$	Numéro du profil des vitesses (graphique *c*)					
	1	2	3	4	5	6
7	1,0	1,40	2,00	1,16	0,90	2,74
8	1,0	1,60	2,10	1,21	1,15	2,98
10	1,0	1,60	2,10	1,20	1,36	3,02
12	1,0	1,45	2,00	1,10	1,42	2,70
14	1,0	1,40	1,86	1,08	1,50	2,48



b)

Diffuseur annulaire à écoulement radial et diffuseur annulaire à écoulement axial et radial (combiné) dans un réseau $\bar{d} = 0,688$

Chapitre V

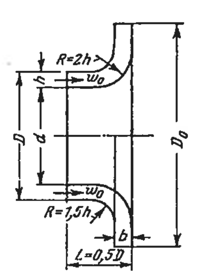
Diagramme 5.19

$$n = 2\frac{b}{h}\bar{D}\frac{1}{1+\bar{d}}\ ;\ \bar{D} = \frac{D_d}{D_0}\ ;\ \bar{d} = \frac{d}{D_0};$$

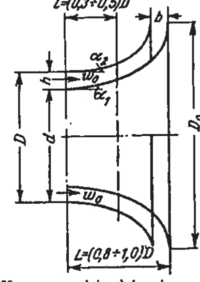
$$\bar{C}_{a_0} = w_0 = \frac{Q}{\frac{\pi}{4}(D_0^2 - d^2)}\ ;\ \bar{C}_{a_0} = \frac{C_{a0}}{u}$$

Q : débit, m^3/s ; u : vitesse périphérique sur le rayon extérieur, m/s

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta = f(n, \bar{D})$ (graphiques *a* et *b*) et $\zeta = f(n, \alpha_1)$ (graphique *c*).

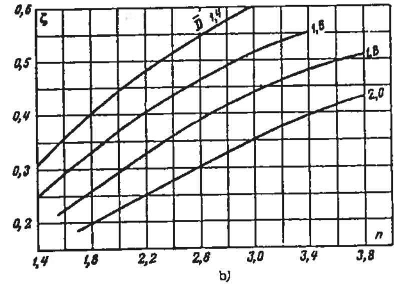


1) Diffuseur annulaire à écoulement radial

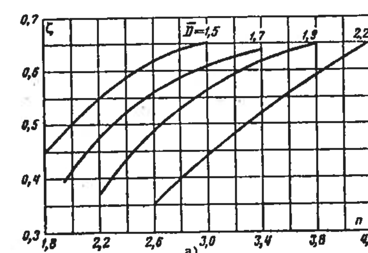


2) Diffuseur annulaire à écoulement axial et radial;

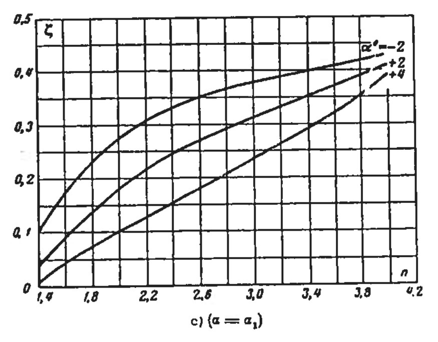
$\bar{D} = 2,06$; $\alpha_2 = 8°$; $\bar{C}_{a_0} = 0,5$



b)



a)



c) ($\alpha = \alpha_1$)

1. Valeurs de ζ

a) Diffuseur placé à la suite d'un compresseur en fonctionnement, pour $\bar{C}_{a0} = 0,5$

$\bar{D}$	n							
	1,4	1,8	2,2	2,6	3,0	3,4	3,8	4,2
1,5	–	0,45	0,55	0,62	0,65	–	–	–
1,7	–	0,34	0,48	0,56	0,61	0,64	–	–
1,9	–	–	0,37	0,49	0,56	0,62	0,65	–
2,2	–	–	–	0,35	0,45	0,52	0,60	0,65

b) Diffuseur sans compresseur en fonctionnement

$\bar{D}$	1,4	1,8	2,2	2,6	3,0	3,4	3,8	4,2
1,4	0,31	0,41	0,48	0,55	0,60	–	–	–
1,6	0,25	0,33	0,40	0,46	0,52	0,55	–	–
1,8	0,19	0,26	0,33	0,39	0,44	0,48	0,51	–
2,0	–	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,43	–

2. Valeurs de ζ

α_1^0	n						
	1,8	2,2	2,6	3,0	3,4	3,6	4,0
– 2	0,28	0,31	0,35	0,38	0,40	0,41	0,43
+ 2	0,14	0,22	0,27	0,31	0,35	0,37	0,41
+ 4°	0,08	0,13	0,18	0,24	0,29	0,32	0,39

CHAPITRE VI

CHANGEMENTS DE DIRECTION DE L'ÉCOULEMENT

(Cœfficients de perte de charge des tronçons courbes : coudes, etc...)

6.1. NOTATIONS PRINCIPALES

F_0, F_1 — Aires, respectivement, de la section d'entrée et de la section de sortie d'une conduite ou d'un canal coudé, m^2.

D_0, D_1 — Diamètres, respectivement, de la section d'entrée et de la section de sortie d'une conduite ou d'un canal coudé, m.

D_H — Diamètre hydraulique de la section d'entrée d'une conduite ou d'un canal coudé, m.

a_0 — Hauteur de la section d'une conduite ou d'un canal coudé, m.

b_0, b_1, b_k — Largeur de la section (dimension dans le plan de courbure d'une conduite coudée) respectivement à l'entrée, à la sortie et dans le canal intermédiaire, m.

l — Longueur suivant l'axe de la conduite coudée, m.

l_0 — Longueur du tronçon rectiligne intermédiaire (tronçon entre deux coudes), m.

l'_0 — Distance entre les axes de deux coudes consécutifs, m.

R_0 — Rayon de courbure moyen du coude, m.

r — Rayon de courbure des parois du coude, m.

r_0, r_1 — Rayons de courbure respectivement de la paroi intérieure et de la paroi extérieure du coude, m.

t_1 — Corde des aubes directrices, m.

Δ — Hauteur moyenne des aspérités de rugosité des parois, m.

$\overline{\Delta}$ — Rugosité relative des parois.

δ — Angle au centre du canal coudé.

α — Angle d'attaque (angle entre la direction de l'écoulement et la direction de la corde) des aubes directrices.

Θ — Angle de position des aubes directrices dans le coude.

φ_1 — Angle au centre de l'arc de courbure des aubes directrices.

w_0, w_1 — Vitesse moyenne de l'écoulement respectivement à l'entrée et à la sortie du coude, m/s.

ΔH — Pertes de charge, kgp/m^2.

ζ — Coefficient de perte de charge global de la conduite ou du canal coudé.

ζ_M — Coefficient de perte de charge singulière de la conduite ou du canal coudé.

ζ_f — Coefficient de perte de charge par frottement sur toute la longueur de la conduite ou du canal coudé.

λ — Coefficient de perte de charge par frottement de l'unité de longueur relative de la conduite ou du canal coudé.

6.2. EXPLICATIONS ET RECOMMANDATIONS PRATIQUES

1. Dans les conduites et les canaux courbes (coudes à parois parallèles ou concentriques*, tournants) par suite du changement de direction de

(*) On appelle coudes à parois parallèles ceux pour lesquels les rayons de courbure des parois intérieure et extérieure sont identiques; on appelle coudes à parois concentriques ceux pour lesquels les sections d'entrée et de sortie étant égales, les courbes des parois intérieure et extérieure sont deux arcs de cercle concentriques :

$$r_{int} \geqslant 0 \quad \text{et} \quad r_{ext} = r_{int} + b_0$$

où :

r_{int} : rayon de courbure de la paroi intérieure;
r_{ext} : rayon de courbure de la paroi extérieure.

Puisque les deux parois ont le même centre de courbure, la courbure se caractérise par le rayon de courbure R_0 de l'axe qui est tel que $R_0/b_0 \geqslant 0,5$.

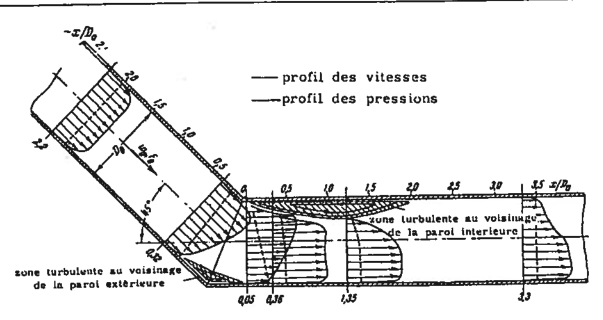


Fig. 6.1. — Changement des profils des vitesses et de la pression dans le coude et dans la section rectiligne qui le suit

l'écoulement, il apparaît des forces centrifuges dirigées du centre de courbure vers la paroi extérieure de la conduite. De cela dépend l'augmentation de pression au voisinage de la paroi extérieure et sa diminution au voisinage de la paroi intérieure, lorsque l'écoulement passe de la conduite rectiligne à la partie coudée. La vitesse de l'écoulement devient beaucoup plus faible vers la paroi intérieure et plus élevée vers la paroi extérieure (fig. 6.1). Ainsi, à proximité de la paroi extérieure il se manifeste un effet de divergence, mais à proximité de la paroi intérieure c'est un effet de convergence. Le passage de l'écoulement de la partie courbe à la partie rectiligne s'accompagne de phénomènes inverses : un effet de divergence vers la paroi intérieure et de convergence vers la paroi extérieure.

2. Les phénomènes de divergence conduisent au décollement de la veine des deux parois (fig. 6.2). De plus, le détachement de la veine de la paroi intérieure se renforce d'une tendance à se diriger par inertie vers la paroi extérieure dans la partie coudée. A cause du décollement de la paroi intérieure il se forme une zone de tourbillons qui se propage loin en avant et en travers, réduisant considérablement la section de l'écoulement principal.

3. L'apparition d'une force centrifuge et la présence d'une couche limite au voisinage des parois expliquent la naissance d'un écoulement secondaire (transversal) dans la partie coudée, la formation d'un double mouvement de rotation qui se superpose à l'écoulement principal, parallèlement à l'axe du canal et donne aux lignes de courant une forme hélicoïdale (fig. 6.3).

4. La principale cause des pertes de pression est la formation de tourbillons au voisinage de la paroi intérieure. Cette formation détermine aussi dans ses grandes lignes le caractère de répartition des vitesses à l'aval du coude.

La grandeur du coefficient de perte de charge des conduites courbes et la structure du courant dépendent à la fois des facteurs qui déterminent le degré de turbulence de l'écoulement (nombre de Reynolds

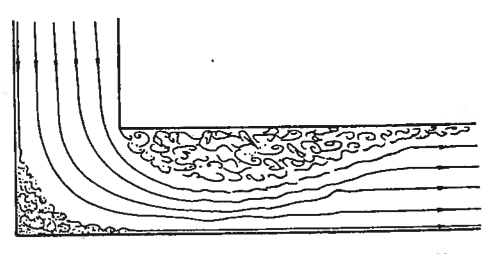


Fig. 6.2. — Figure de l'écoulement dans un coude de 90°

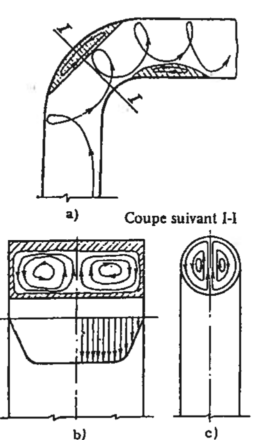


Fig. 6.3. — Double tourbillon dans le coude
a : Coupe longitudinale; *b* : Section transversale (canal rectangulaire); *c* : Section transversale (canal circulaire)

$\mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu$, rugosité relative des parois $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$, conditions à l'entrée, etc.) et de la forme de la conduite (angle au centre du coude $\delta°$, rayon de courbure relatif r/D_H ou R_0/D_H, allongement relatif de la section transversale a_0/b_0, rapport entre la section d'entrée et celle de sortie F_0/F_1 etc.).

5. Le coefficient de perte de charge global des coudes est évalué comme la somme des coefficients de perte de charge singulière du coude ζ_M et du coefficient de perte de charge par frottement ζ_f.

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \zeta_f \qquad (6.1)$$

où : ζ_M est déterminé d'après les données du chapitre VI.

$\zeta_f = \lambda\, l/D_H$ est égal au ζ des tronçons droits, pour lesquels λ est donné sur les diagrammes 2.1 à 2.5, en fonction du nombre de Reynolds et de la rugosité relative $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$.

l longueur du coude suivant l'axe, tel que nous avons :

$$\frac{l}{D_H} = \pi \frac{\delta°}{180°} \cdot \frac{R_0}{D_H} = 0{,}0175 \frac{R_0}{D_H} \delta° \qquad (6.2)$$

D'où

$$\zeta_f = 0{,}0175\, \lambda \frac{R_0}{D_H} \delta° \qquad (6.3)$$

6. Pour des conditions égales de courbure la perte de charge la plus grande est obtenue dans le cas où la paroi intérieure fait un coude brusque; le décollement de cette paroi se produit de façon particulièrement forte. Si l'angle au centre du coude est $\delta = 90°$ (fig. 6.2) la zone de décollement de la paroi intérieure après le coude atteint la moitié de la largeur du tube [6.23]. Par conséquent l'intensité de formation des tourbillons et la perte de charge de la conduite ou du canal coudé sont d'autant plus élevées que l'angle au centre est plus grand. L'arrondissement des parois du coude (surtout la paroi intérieure) atténue considérablement les conditions de décollement de la veine et par conséquent abaisse la perte de charge.

7. Si la paroi extérieure fait un coude brusque (rayon de courbure $r_1 = 0$) et qu'on arrondit la paroi intérieure (fig. 6.4) la perte de charge minimale du

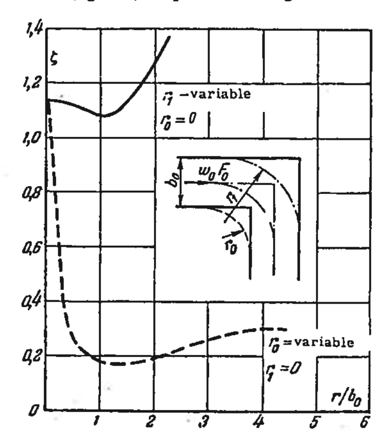


Fig. 6.4. — Schéma d'un coude et relation entre le coefficient de perte de charge dans le coude et le rayon de courbure r/b_0

coude de 90° sera obtenue pour $r_0/b_0 = 1{,}2$ à $1{,}5$. Avec un accroissement ultérieur de r_0/b_0, la perte de charge commence à croître (fig. 6.4). Cette augmentation de perte de charge s'explique par le fait que lorsque la paroi intérieure a une grande courbure, la section de l'écoulement augmente considérablement et les vitesses diminuent. Il en résulte un fort accroissement du décollement de la veine, qui prend naissance à l'entrée dans le coude.

8. L'arrondissement de la paroi extérieure quand la paroi intérieure fait un coude brusque ($r_0 = 0$), ne

provoque pas une diminution sensible de la perte de charge dans le coude. Une augmentation importante du rayon de courbure de la paroi extérieure accroît au contraire la perte de charge (fig. 6.4). Cela prouve qu'il n'est pas rationnel d'arrondir seulement la paroi extérieure (la paroi intérieure faisant un angle vif), puisque dans ce cas la section diminue et que les pertes par effet « diffuseur » qui se produisent à la sortie du coude augmentent.

La perte de charge minimale est obtenue dans le cas d'un coude à parois parallèles pour lequel $r_1/b_0 = r_0/b_0 + 0{,}6$ (coude de forme optimale), et elle se rapproche du minimum dans le cas d'un coude à parois concentriques ou d'un coude « normal » pour lequel $r_1/b_0 = r_0/b_0 + 1$. Puisqu'il est techniquement plus aisé d'obtenir ce dernier, on peut dans la plupart des cas le prendre comme coude optimal.

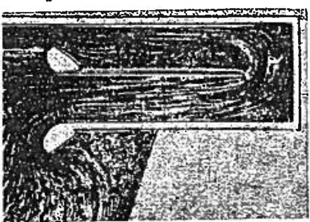
9. On peut diminuer considérablement la perte de charge en coupant simplement en pans (suivant la corde), les parois du coude, surtout la paroi intérieure (Cf. diagrammes 6.10 et 6.11).

10. Un changement du rapport F_1/F_0 des sections d'entrée et de sortie du coude conduit à une diminution de la perte de charge. Lorsque la section augmente après le coude, l'effet « diffuseur » augmente, ce qui renforce le décollement et la formation de tourbillons. D'autre part, pour un débit constant, la vitesse de l'écoulement dans la section de sortie diminue. Cette diminution de la vitesse entraîne la diminution des pertes de pression; tant que le rapport F_1/F_0 reste inférieur à des limites fixées, cet effet agit plus fortement que l'effet de l'augmentation de la zone turbulente, qui accroît les pertes. Il en résulte que les pertes globales diminuent lorsque la section s'élargit dans les limites fixées.

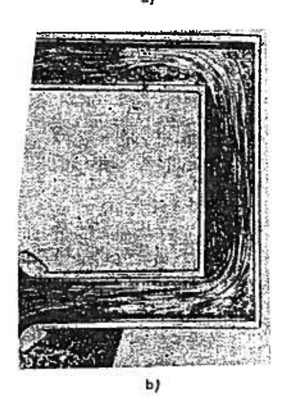
11. Le minimum de la perte de charge des coudes faisant un angle droit ($\delta = 90°$), se produit pour F_1/F_0 compris entre 1,2 et 2. Dans les coudes parallèles et concentriques arrondis, la valeur optimale F_1/F_0 se rapproche de l'unité; dans certains cas elle est même inférieure à l'unité. Dans le cas où l'on n'a pas de données sur la perte de charge des coudes avec élargissement on peut négliger la diminution des pertes de pression et prendre le même coefficient de pertes de charge que pour $F_1/F_0 = 1$, le rapport F_1/F_0 restant compris dans les limites indiquées. Mais on ne peut pas négliger l'augmentation de perte de charge pour les valeurs de F_1/F_0 inférieures à l'unité, ni pour celles qui sont beaucoup plus grandes que la valeur optimale.

12. La perte de charge des conduites et canaux courbes diminue quand l'allongement relatif a_0/b_0 de la section du coude augmente, et au contraire elle augmente quand la valeur $a_0/b_0 < 1$ diminue.

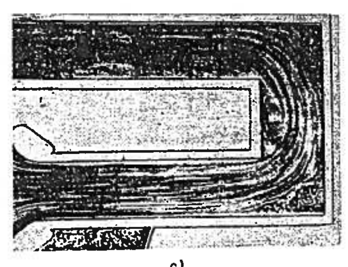
13. La perte de charge des coudes composés (doubles) dépend dans une large mesure de la distance relative l_0/b_0 entre les deux coudes. Dans les cas d'un coude en forme de Π, composé de deux coudes brusques sous un angle $\delta = 90°$ avec une



a)



b)



c)

FIG. 6.5. — Spectre de l'écoulement dans un coude en forme de Π

faible distance relative entre les deux ($l_0/b_0 \approx 0$), le décollement de la veine de la paroi intérieure se produit seulement après que l'écoulement ait tourné de 180° (fig. 6,5, *a*). Pour cette grande valeur de δ on a le décollement le plus intensif, par suite de quoi le coefficient de perte de charge est maximal.

Pour une valeur importante de la distance relative ($l_0/b_0 = 4{,}5$ et plus) dans la partie rectiligne qui suit le décollement formé dans le premier coude de 90°, l'écoulement arrive à se répandre presque entièrement dans la section et les conditions au tournant suivant sont presque les mêmes que pour le premier (fig. 6.5, *b*). Il en résulte que le coefficient de perte de charge total de ce coude en forme de Π se rapproche du double du coefficient de perte de charge du coude à angle droit ($\delta = 90°$).

Pour une certaine valeur intermédiaire de l_0/b_0 de l'ordre de 1 la zone de décollement après le premier coude de 90° n'arrive pas à se résorber complètement et en se rapprochant de la paroi intérieure avant le deuxième coude de 90°, l'écoulement principal forme une courbe continue (fig. 6,5, *c*). Dans ces conditions, le deuxième tournant de l'écoulement se produit presque sans décollement, et par conséquent avec de faibles pertes de pression. Par suite, le coefficient global de perte de charge de ce coude en forme de Π est minimal.

Si les coudes sont arrondis, les différences entre les valeurs de ζ pour divers l_0/b_0 sont moins grandes, mais dans l'ensemble le mouvement de l'écoulement et le caractère des courbes de perte de charge sont analogues à ceux des coudes brusques.

14. Dans le cas d'un coude double avec des angles $\delta = 90°$, en forme de *Z* (fig. 6.6), si la distance relative l_0'/b_0 entre les axes des deux coudes devient plus grande, le coefficient de perte de charge global s'accroît brusquement, mais ensuite, après avoir atteint un maximum il diminue jusqu'à une valeur voisine du double du coefficient de perte de charge d'un coude à angle droit.

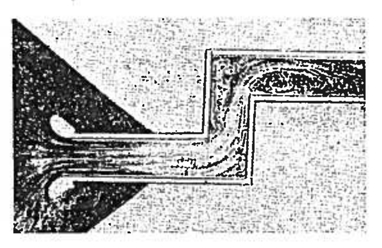


FIG. 6.6. — Spectre de l'écoulement dans un coude en forme de Z

Le coefficient de perte de charge d'un coude en forme de *Z* est maximal quand le deuxième coude est placé au voisinage de la section où la zone turbulente formée après le premier coude de 90° est la plus large (fig. 6.6). Dans ce cas, c'est dans le deuxième coude que la diminution de la section de la veine est la plus importante.

15. Dans le cas d'un coude double, formé de deux coudes de 90° situés dans deux plans perpendiculaires (fig. 6.7), si la distance relative l_0' / b_0 entre les axes des deux coudes devient plus grande, le coefficient de perte de charge global croît depuis la valeur égale au coefficient de perte de charge d'un seul coude à angle droit jusqu'à un maximum pour une certaine valeur relative faible l_0' / b_0. Avec une augmentation ultérieure de l_0' / b_0 le coefficient global de perte de charge diminue de nouveau, tendant vers une valeur voisine du double du coefficient de perte de charge d'un seul coude à angle droit.

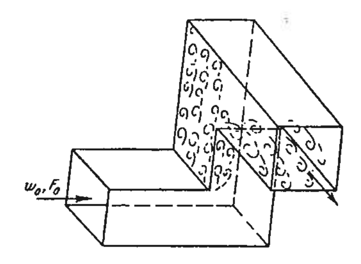


FIG. 6.7. — Figure de l'écoulement dans un coude formé de deux coudes de 90° dans deux plans perpendiculaires

16. Le coefficient de perte de charge singulière des coudes concentriques continus (arrondis) est calculé d'après la formule suivante proposée par Abramovic [6.1]* :

$$\zeta_M = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = A_1 B_1 C_1 \qquad (6.4)$$

où : A_1 Coefficient tenant compte de l'effet de l'angle au centre $\delta°$ du coude,

B_1 Coefficient tenant compte de l'effet du rayon de courbure relatif du coude R_0/D_H,

C_1 Coefficient tenant compte de l'effet de la largeur relative de la section du coude a_0/b_0.

(*) Dans la formule (6.4), extraite de [6.1], figure le coefficient numérique 0,73 qui est ici compris dans B_1.

D'après les données de Nekrasov [6.11] A_1 prend les valeurs suivantes :

$$\text{pour} \quad \delta = 90^\circ \quad A_1 = 1$$
$$\delta < 70^\circ \quad A_1 = 0{,}9 \sin\delta \qquad (6.5)$$
$$\delta > 100^\circ \quad A_1 = 0{,}7 + 0{,}35\,\delta/90^\circ$$

Les valeurs de A_1 sont aussi exprimées sur le graphique *a*) du diagramme 6.1 ou 6.2.

La grandeur B_1 peut être calculée d'après les formules approximatives suivantes :

$$\left.\begin{aligned} &\text{pour } \frac{R_0}{D_H} < 1, \quad B_1 = \frac{0{,}21}{\left(\frac{R_0}{D_H}\right)^{2,5}} \\ &\text{pour } \frac{R_0}{D_H} > 1, \quad B_1 = \frac{0{,}21}{\sqrt{\frac{R_0}{D_H}}} \end{aligned}\right\} \qquad (6.6)$$

ou d'après le graphique *b*) respectivement dans les diagrammes 6.1 et 6.2.

La grandeur C_1 est déterminée d'après les graphiques *c*) respectivement sur les diagrammes 6.1 et 6.2.

17. Le coefficient de perte de charge singulière des coudes brusques pour les angles compris entre 0 et 180° peut être calculé d'après la formule :

$$\zeta_M = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = C_1 A \zeta' \qquad (6.7)$$

où ζ' est déterminé d'après la formule de Weisbach [6.43] :

$$\zeta' = 0{,}95 \sin^2\frac{\delta}{2} + 2{,}05 \sin^4\frac{\delta}{2} \qquad (6.8)$$

A est un coefficient de correction, obtenu en se basant sur les données expérimentales de Richter [6.13 et 6.37] et Schubart [6.39] et exprimé en fonction de δ dans le diagramme 6.7.

18. On peut considérer comme constants les coefficients de pertes de charges singulières des coudes parallèles et concentriques quelconques; ils sont indépendants du nombre de Reynolds seulement pour : $\mathbf{Re} = w_0 D_H/\nu > 2\cdot10^5 - 2{,}5\cdot10^5$. Pour les valeurs inférieures de ce nombre, son influence sur la perte de charge commence à se faire sentir d'autant plus que $\mathbf{Re}$ est plus petit. Cela se remarque surtout dans les coudes dont la courbure intérieure est continue.

Cette relation est complexe (Cf. par exemple l'ouvrage de l'auteur [6.8]), et comme elle n'a pas été étudiée à fond elle ne sera pas formulée tant qu'on n'en aura pas fait un calcul précis.

19. Pour les coudes parallèles et concentriques dont les rayons de courbure relatifs sont très petits ($0 < r/D_H < 0{,}05$; ou $0{,}5 < R_0/D_H < 0{,}55$), on peut pratiquement prendre comme constante la grandeur ζ_M qui est indépendante du nombre de Reynolds, pour $\mathbf{Re} \geqslant 4\cdot10^4$. Pour $3\cdot10^3 < \mathbf{Re} < 4\cdot10^4$, dans les calculs approchés, jusqu'à ce que des données expérimentales apportent des précisions, on peut donner au coefficient de perte de charge des coudes considérés la valeur suivante :

$$\zeta_M = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_{Re}\,\zeta_{Re \geqslant 4.10^4} \qquad (6.9)$$

où :

$$k_{Re} = \frac{\lambda_{Re}}{\lambda_{Re = 4.10^4}} \cong 45\,\lambda_{Re} \qquad (6.10)$$

ζ_M : coefficient cherché de perte de charge sinsingulière des coudes considérés, pour $Re < 4.10^4$

$\zeta_{Re \geqslant 4.10^4}$: coefficient de perte de charge singulière des coudes considérés, égal à ζ_M pour $Re \geqslant 4.10^4$, d'après les diagrammes 6.1 et 6.6

k_{Re} : coefficient tenant compte de l'influence du nombre de Reynolds

$\lambda_{Re = 4.10^4}$: coefficient de perte de charge par frottement de l'unité de longueur relative d'une conduite lisse, égal à 0,022 (pour $Re = 4.10^4$)

λ_{Re} : coefficient de perte de charge par frottement de l'unité de longueur relative d'une conduite lisse, égal à λ pour $Re < 4.10^4$, d'après les données des diagrammes 2-2 à 2-5.

20. Pour les coudes concentriques et parallèles avec un rayon de courbure relatif $r/D_H > 0{,}05$ ($R_0/D_H > 0{,}55$), on peut pratiquement considérer la grandeur ζ_M comme constante, pour toutes les valeurs $\mathbf{Re} \geqslant 2\cdot10^5$; mais pour $3\cdot10^3 < \mathbf{Re} < 2\cdot10^5$, on la calcule approximativement d'après la formule suivante, analogue aux expressions (6.9) et (6.10) :

$$\zeta_M = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_{Re}\,\zeta_{Re \geqslant 2.10^5} \qquad (6.11)$$

où :

$$k_{Re} = \frac{\lambda_{Re}}{\lambda_{Re = 2.10^5}} \cong 64\,\lambda_{Re} \qquad (6.11)$$

$\zeta_{Re \geqslant 2.10^5}$: coefficient de perte de charge singulière des coudes considérés, égal à ζ_M pour $Re \geqslant 2.10^5$, d'après les données des diagrammes 6.1, 6.2 et 6.9.

21. La résistance globale des conduites et des canaux à grande courbure ($R_0/D_H \gg 1{,}5$), (par exemple dans les serpentins) peut être considérée comme une résistance par frottement élevée, pour laquelle le coefficient de perte de charge est fonction non seulement du nombre de Reynolds et de la rugosité mais aussi du rayon de courbure relatif R_0/D_H :

$$\zeta = \zeta_f = \lambda\frac{l}{D_H} = 0{,}0175\,\lambda\frac{R_0}{D_H}\,\delta^\circ$$

où : λ coefficient de perte de charge par frottement de l'unité de longueur de la conduite courbe.

Pour les tubes lisses (en verre, en laiton, en plomb, en caoutchouc, etc.) la grandeur λ peut être calculée d'après la formule suivante, obtenue par Aronov [6.2] d'après ses expériences et celles de Adler [6.22] et White [6.44]* :

$$\text{pour} \quad 50 < Re\sqrt{\frac{D_H}{2R_0}} < 600$$

$$\lambda = \frac{20}{Re^{0,65}}\left(\frac{D_H}{2R_0}\right)^{0,175} \qquad (6.12)$$

$$\text{pour} \quad 600 < Re\sqrt{\frac{D_H}{2R_0}} < 1400$$

$$\lambda = \frac{10{,}4}{Re^{0,55}}\left(\frac{D_H}{2R_0}\right)^{0.225} \qquad (6.13)$$

$$\text{pour} \quad 1400 < Re\sqrt{\frac{D_H}{2R_0}} < 5000$$

$$\lambda = \frac{5}{Re^{0,45}}\left(\frac{D_H}{2R_0}\right)^{0,275} \qquad (6.14)$$

22. L'état de la surface interne immédiatement avant le coude (rugosité générale ou homogène, dimensions des aspérités locales ou des irrégularités, etc.) influence plus fortement le coefficient de perte de charge par frottement (Cf. les travaux de l'auteur [6.8]). Cependant l'évaluation précise de ce facteur n'est pas possible actuellement, faute d'études suffisantes.

(*) Ces formules ont été données par Aronov, et pour la première fois par Prandtl et Richter (Cf. [6.13]), sous une autre forme, et notamment :

$$\varphi' = \lambda/64/Re = k\left(Re\sqrt{D_H/2R_0}\right)^m$$

où :
k = Coefficient numérique;
m = Exposant.

23. Pour les coudes à parois concentriques ou parallèles ayant de très faibles rayons de courbure intérieure relatifs, compris dans l'intervalle

$$0 < r/D_H < 0{,}05 \; (0{,}5 < R_0/D_H < 0{,}55),$$

l'influence d'une rugosité régulière Δ (pas d'aspérités isolées) est bien moins importante que pour des coudes à grande courbure, puisque l'endroit où se produit le décollement de la veine est localisé. Pour ces coudes là, tant que les données expérimentales ne sont pas plus précises on peut calculer l'influence d'une rugosité homogène d'après la formule approchée :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta \zeta_1 \qquad (6.15)$$

où pour $Re > 4.10^4$ et $\bar{\Delta} < 0{,}001$

$$k_\Delta \cong (1 + 0{,}5.10^3\,\bar{\Delta}) \qquad (6.16)$$

et pour $Re > 4.10^4$ et $\bar{\Delta} > 0{,}001$

$$k_\Delta \cong 1{,}5 \qquad (6.17)$$

ζ_1 égal à ζ_M des parois lisses ($\bar{\Delta} \approx 0$).

24. Pour les coudes à parois parallèles ou concentriques dont le rayon de courbure intérieure relatif est compris dans l'intervalle

$$0{,}05 < r/D_H < 1{,}0 \; (0{,}55 < R_0/D_H < 1{,}5),$$

on peut tenir compte de la rugosité homogène à l'aide du coefficient k_Δ dans l'équation (6.15), qui pour $4\cdot10^4 < \mathbf{Re} < 2\cdot10^5$ et $\bar{\Delta} < 0{,}001$ est exprimé approximativement, tant que l'on ne dispose pas de données expérimentales plus précises, par la formule d'Abramovic [6.1] :

$$k_\Delta = \frac{\lambda_\Delta}{\lambda_l}\,; \qquad (6.18)$$

pour $Re > 2.10^5$ et $\bar{\Delta} < 0{,}001$, k_Δ est exprimé par la formule approximative suivante, basée sur les données de l'auteur [6-6] :

$$k_\Delta \cong 1 + \bar{\Delta}\,.\,10^3 \qquad (6.19)$$

et pour $Re > 4.10^4$ et $\bar{\Delta} > 0{,}001$, approximativement par la formule :

$$k_\Delta \cong 2 \qquad (6.20)$$

où : λ_l : coefficient de perte de charge par frottement d'une conduite lisse, égal à λ déterminé en fonction de $Re > 4.10^4$, sur le diagramme 2.4

λ_Δ : coefficient de perte de charge par frottement d'une conduite rugueuse, égal à λ déterminé en fonction de $Re > 4.10^4$ et $\bar{\Delta} = 0$ à 0,001 sur les diagrammes 2.2 à 2.5

25. Pour des coudes à parois concentriques avec $R_0/D_H > 1{,}5$ on peut calculer approximativement l'effet de la rugosité homogène en s'appuyant sur les données de l'auteur [6.8] et de Hofman [6.32] pour $\mathbf{Re} > 4 \cdot 10^4$ et $\bar{\Delta} < 0{,}001$:

$$k_\Delta \cong \bar{\Delta}^2 .10^6 \qquad (6.21)$$

et pour $Re > 4.10^4$ et $\bar{\Delta} > 0{,}001$

$$k_\Delta \cong 2{,}0 \qquad (6.22)$$

26. Pour $\mathbf{Re} < 4 \cdot 10^4$ on peut considérer pratiment le coefficient de perte de charge d'un coude quelconque comme indépendant du degré de rugosité et dépendant seulement du nombre de Reynolds. Par conséquent, on le calcule conformément aux paragraphes 19 à 21.

27. Le coefficient de perte de charge des coudes à parois parallèles arrondies dont la section de sortie est élargie ou rétrécie ($n = F_1/F_0 = b_1/b_0 \gtrless 1{,}0$) peut être calculé approximativement d'après la formule suivante établie expérimentalement par L. A. Richter [6.16] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w^2_{\text{étroit}}}{2g}} = A_1 C_1 e^{-\frac{k}{n}}$$

où : $A_1 = f(\delta°)$ et $C_1 = f(a_0/b_{\text{étroit}})$ sont déterminés comme ci-dessus

k = Log $1/\zeta_0$

ζ_0 : coefficient de perte de charge d'un coude pour $F_1/F_0 = 1$ et $\delta = 90°$

$w_{\text{étroit}}$: Vitesse moyenne dans la section rétrécie

$b_{\text{étroit}}$: Largeur de la section rétrécie du coude

e : 2,718

28. Les coefficients des pertes de charge singulières des coudes soudés, toutes les autres conditions étant égales, sont plus grands que pour des coudes cintrés, puisque sur leur surface interne se forment des boursouflures de soudage qui augmentent la rugosité locale. Une augmentation du diamètre entraîne la diminution de la valeur relative de la rugosité locale, et par suite le coefficient de perte de charge diminue aussi.

Le coefficient de perte de charge singulière pour des coudes plissés, toutes les autres conditions étant égales, est plus grand que pour les coudes cintrés et soudés, et puisque les dimensions absolues des plis augmentent lorsque le diamètre augmente, le coefficient de perte de charge devient plus grand aussi.

29. Dans le cas où les coudes en fonte ou en acier sont reliés au tronçon droit par un filetage il se forme un décrochement produisant une variation brusque de la section (fig. 6.8), ce qui introduit des pertes de charge supplémentaires. La grandeur relative du décrochement est d'autant plus grande que les dimensions des coudes sont plus petites. Pour cette raison, la grandeur du coefficient de perte de charge des raccords de gaz normalisés, se caractérisant par des dimensions faibles, dépasse de beaucoup la grandeur ζ pour des coudes ordinaires, reliés à l'aide de brides.

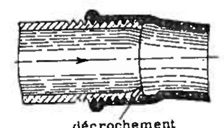


FIG. 6.8. — Coudes en fonte sur filetage

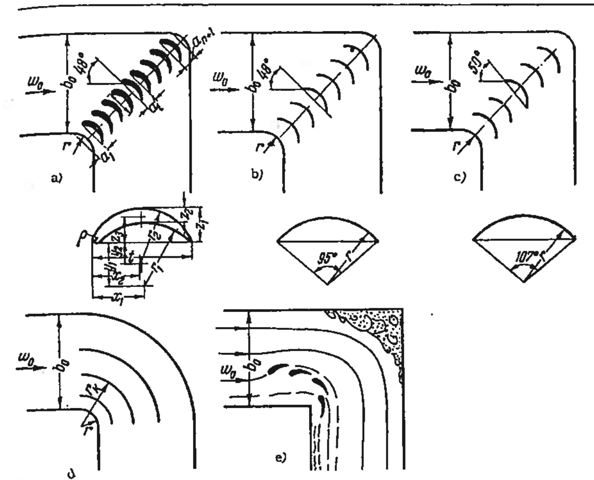
Les données du diagramme 6.4 sur les coefficients de perte de charge des raccords de conduites de gaz peuvent être étendues aux coudes normalisés OST dont les dimensions sont voisines de celles indiquées sur ces graphiques.

30. On peut diminuer la perte de charge d'un coude quelconque, non seulement en arrondissant ou en coupant les parois, mais aussi en installant des aubes directrices. Dans le premier cas les dimensions du canal sont augmentées, dans le deuxième la compacité de l'installation est conservée. Les aubes directrices peuvent être profilées (fig. 6.9 *a*), arrondies suivant une portion de cylindre (fig. 6.9*b* et *c*) ou être concentriques (fig. 6.9*d*).

Dans les coudes à parois parallèles on installe habituellement des aubes de formes et dimensions identiques, qui sont le plus souvent disposées le long de la ligne de courbure du canal (fig. 6.9*a, b, c*).

Dans les coudes à parois concentriques il faut installer des aubes concentriques (fig. 6.9*d*).

31. Une grille aérodynamique composée d'aubes directrices installée dans un coude à parois parallèles



Désignations	Dimensions relatives
t	1,0 t
x_1	0,519 t
x_2	0,489 t
r_1	0,663 t
r_2	0,553 t
y_1	0,463 t
y_2	0,215 t
z_1	0,139 t
z_2	0,338 t
z_3	0,268 t
ρ	0,033 t

FIG. 6.9. — Aubes directrices dans les coudes
a : Profilées; *b* : Minces, suivant un arc de 95°; *c* : Minces, suivant un arc de 107°; *d* : Concentriques; *e* : Coupées

fait dévier l'écoulement vers la paroi intérieure, par suite des forces aérodynamiques qui s'y développent. Par un choix correct des dimensions des aubes, de leur nombre et de leur angle d'installation, cette déviation de l'écoulement prévient le décollement de la veine des parois et la formation de tourbillons. Par suite, la répartition des vitesses dans la section en aval du coude (fig. 6.10) est meilleure, et la perte de charge diminue.

32. Puisque la suppression de la zone turbulente au voisinage de la paroi intérieure est le principal facteur de diminution de la perte de charge et de l'égalisation du champ des vitesses, ce sont les aubes disposées le plus près de la courbure intérieure qui sont le plus efficaces. On peut donc réduire le nombre d'aubes en éliminant quelques unes des aubes disposées du côté de la paroi extérieure (Cf. Baulin et Idel'cik [6.3]).

33. Dans le cas où on cherche en premier lieu à obtenir une répartition uniforme des vitesses immédiatement après le coude, le nombre d'aubes n'est pas diminué (il est « normal ») et il est déterminé par la formule [6.6] :

$$n_{\text{norm}} = 2{,}13 \left(\frac{r}{D_H}\right)^{-1} - 1 \qquad (6.23)$$

Dans la plupart des cas pratiques on peut se limiter à un nombre réduit d'aubes (« le plus avantageux » ou minimal) choisi d'après les formules suivantes établies par l'auteur [6.6] :

$$n_{\text{av}} \approx 1{,}4 \left(\frac{r}{D_H}\right)^{-1} \qquad (6.24)$$

ou

$$n_{\min} \approx 0{,}9 \left(\frac{r}{D_H}\right)^{-1} \qquad (6.25)$$

Ainsi dans les coudes ordinaires on obtient la perte de charge minimale et la meilleure répartition des vitesses, en choisissant le nombre d'aubes le plus avantageux [d'après la formule (6.24)].

La corde t_1 d'une aube profilée est égale à la corde d'un arc de cercle de 90°, c'est-à-dire l'arc de courbure interne du coude, et par suite :

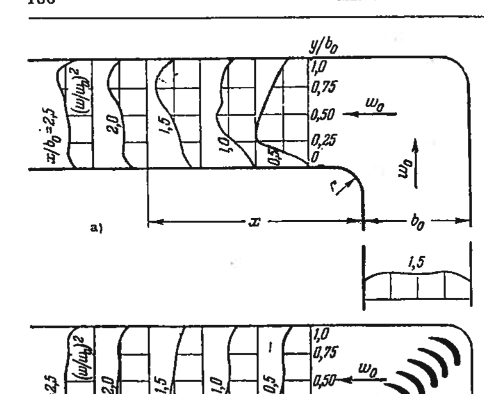
$$t_1 = r\sqrt{2} \qquad (6.26)$$

ou

$$t_1 = D_H \left(\frac{r}{D_H}\right)\sqrt{2} \qquad (6.27)$$

Les formules (6.23) à (6.25) sont valables lorsque existe cette relation entre les dimensions des cordes des aubes et le rayon de courbure du coude. Les profils des aubes directrices sont établis d'après les données figurant dans la figure 6.9.

34. Si la courbe du coude à parois parallèles n'est pas continue (parois à pans coupés) on peut donner



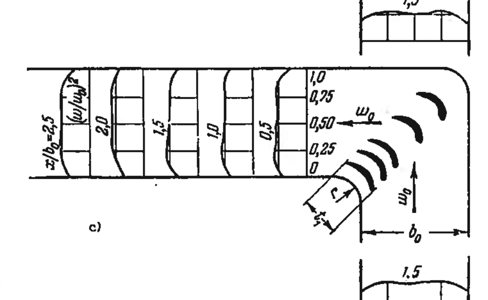


FIG. 6.10. — Répartition des vitesses adimensionnelles (pressions dynamiques) dans un coude

a : Sans aubes; *b* : Avec un nombre normal d'aubes; *c* : Avec un nombre réduit d'aubes

à la corde des aubes t_1 une valeur comprise entre 0,15 et 0,6 D_H. Alors on peut déterminer le nombre d'aubes d'après les formules suivantes établies par l'auteur [6.6] :

$$n_{\text{norm}} = \frac{3D_H}{t_1} - 1 \qquad (6.28)$$

$$n_{\text{av}} \simeq 2\frac{D_H}{t_1} \qquad (6.29)$$

$$n_{\min} \simeq 1,5\frac{D_H}{t_1} \qquad (6.30)$$

35. Pour des coudes à parois parallèles avec élargissement, dans lesquels la section d'aval est plus grande que celle d'amont ($b_1 > b_0$) le nombre d'aubes est déterminé respectivement :

$$n_{\text{norm}} = 2,13\frac{S}{t_1} - 1 \qquad (6.31)$$

$$n_{\text{av}} \simeq 1,4\frac{S}{t_1} \qquad (6.32)$$

$$n_{\min} \simeq 0,9\frac{S}{t_1} \qquad (6.33)$$

où :

$$S = \sqrt{b_0^2 + b_1^2} \qquad (6.34)$$

36. Dans le cas où l'on prend un nombre « normal » d'aubes, elles sont disposées uniformément le long de la ligne de courbure du coude, de sorte que la distance entre les cordes est $a = S/(n+1)$.

Si l'on choisit un nombre réduit d'aubes on propose [6.6] de calculer la distance a entre elles suivant une progression arithmétique, de sorte que dans le cas du nombre d'aubes le plus avantageux le rapport $a_{n+1}/a_1 = 2$ et dans le cas du nombre minimal $a_{n+1}/a_1 = 3$;

a_1 : distance entre la corde de l'arc de la courbe intérieure du coude et la corde de la première aube (fig. 6.9);

a_{n+1} : distance entre les cordes des aubes suivantes et la courbe intérieure.

Les distances intermédiaires entre les aubes sont déterminées d'après les formules suivantes [6.7] pour le nombre d'aubes le plus avantageux :

$$a_i = 0,67\frac{S}{n+1}\left(1 + \frac{i-1}{n}\right) \qquad (6.35)$$

pour le nombre d'aubes minimal :

$$a_i = \frac{S}{n+1}\left(0,5 + \frac{i-1}{n}\right) \qquad (6.36)$$

37. Dans la plupart des cas pratiques, on emploie dans les coudes à parois parallèles les aubes minces les plus simplifiées; elles sont choisies dans le cas d'un angle de 90°, en moyenne suivant un arc de courbure $\varphi_1 = 95°$, indépendamment des paramètres du coude (rayon de courbure relatif, rapport d'élargissement, etc.). La disposition et l'angle d'implantation de ces aubes sont choisis d'après les mêmes indications que pour les aubes profilées. Le coefficient de perte de charge des coudes avec ces aubes est sensiblement plus grand que pour des coudes avec aubes profilées.

38. On obtient une faible perte de charge, voisine de la perte de charge des coudes avec aubes profilées, en choisissant des aubes minces d'après la méthode de Judin [6.20]. L'angle optimal de courbure des aubes et l'angle de leur implantation dans le coude dépendent autant du rayon relatif de courbure du coude que de son rapport d'élargissement. Cette relation est présentée sur les diagrammes 6.34 à 6.36.

39. L'installation d'aubes directrices dans les coudes à parois parallèles se justifie si le rayon de courbure relatif est relativement faible. Pour les coudes à section constante on admet $r/D_H \leqslant 0,4$ à 0,5. Pour les coudes divergents (c'est-à-dire avec élargissement de la section de sortie), la valeur limite de r/D_H atteint approximativement 1. Pour les coudes convergents (avec une section de sortie rétrécie), la valeur limite de r/D_H s'abaisse approximativement à 0,2.

40. L'action des aubes concentriques installées dans les coudes concentriques s'exprime principalement par le fait qu'elles divisent le coude donné en une rangée de coudes ayant un grand rapport d'allongement de la section, ce qui entraîne une diminution des pertes de pression. Le nombre normal z d'aubes concentriques minces disposées le mieux possible dans un coude est déterminé d'après les données de Khanzonkov et Taliev [6.18] (tableau 6.1).

Tableau 6.1

$\frac{r_0}{b_0}$	0 à 0,1	0,1 à 0,4	0,4 à 1	1
z	3 à 4	2	1	0

La disposition optimale des aubes dans le coude est déterminée d'après la formule :

$$r_i = 1,26\,r_{i-1} + 0,07\,b_0 \qquad (6.37)$$

41. Le coefficient de perte de charge d'un coude à parois concentriques ayant un nombre normal d'aubes concentriques installées de la façon optimale peut être déterminé approximativement d'après la formule suivante établie par les mêmes auteurs [6.18]:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\gamma\frac{w_0^2}{2g}} = \left(0,46\frac{R_0}{b_0} - 0,04\right)\zeta_{s.a.} \qquad (6.38)$$

où $\zeta_{s.a.}$ est égal au coefficient de perte de charge ζ du coude sans aubes.

42. Dans le cas d'aubes directrices installées dans des coudes composés, le coefficient de perte de charge est égal à la somme des coefficients de perte de charge des coudes isolés avec aubes :

$$\zeta = 2\zeta_i$$

où ζ_i coefficient de perte de charge d'un coude isolé avec aubes.

6.3. LISTE DES DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE DU CHAPITRE VI

Désignation des diagrammes	Source	Numéro du diagramme	Remarques
Coudes à parois concentriques pour $0{,}5 < R_0/D_H < 1{,}5$ et $0 < \delta° \leqslant 180°$	Abramovič [Réf. 6.1]. Wasilewski [Réf. 6.42] Idel'čik [Réf. 6.8] Nekrasov [Réf. 6.11] Nippert [Réf. 6.36] Richter [Réf. 6.13] Fritzsche [Réf. 6.28] Hofmann [Réf. 6.32]	6.1	D'après les essais. Calcul de l'influence du nombre de Reynolds et de la rugosité - approximativement d'après les données de [6.1, 6.8, 5.13] ; à utiliser tant qu'il n'y a pas de données expérimentales plus précises
Coudes à parois concentriques pour $R_0/D_H > 1{,}5$ et $0 < \delta° \leqslant 180°$	Abramovič [Réf. 6.1] Wasilewski [Réf. 6.42] Idel'čik [Réf. 6.8] Nekrasov [Réf. 6.11] Nippert [Réf. 6.36] Richter [Réf. 6.13] Fritzsche [Réf. 6.28] Hofmann [Réf. 6.32]	6.2	D'après les essais. Calcul de l'influence du nombre de Reynolds et de la rugosité - approximativement d'après les données de [6.1, 6.8, 5.13] ; à utiliser tant qu'il n'y a pas de données expérimentales plus précises
Conduites et canaux courbes pour $R_0/D_H \geqslant 1{,}5$ (serpentins) avec un angle au centre δ quelconque ; $50 < Re < 2.10^4$	Aronov [Réf. 6.2] Adler [Réf. 6.22] Richter [Réf. 6.13]	6.3	Données expérimentales
Coudes normalisés à parois concentriques, en fonte, sur filetage $Re \geqslant 2.10^5$	Vuskovič [Réf. 6.41]	6.4	Données expérimentales
Coudes doubles, à parois concentriques (en forme de ∩ de U, de S) pour différents $\delta°$ et $R_0/D_H \geqslant 0{,}5$		6.5	Approximativement suivant les diagrammes 6.1 et 6.2. l'effet de l_0/D_H est calculé en se basant sur les données [6.29]. A utiliser tant qu'il n'y a pas de données expérimentales plus précises
Coudes brusques de 90° ($r/D_H = 0$), à section rectangulaire, avec élargissement ou rétrécissement de la section de sortie	Données d'après [Réf. 6.12]	6.6	Donnés expérimentales
Coudes brusques ($r/D_H = 0$) pour $0 \leqslant \delta° \leqslant 180°$	Abramovič [Réf. 6.1] Weisbach [Réf. 6.43] Idel'čik [Réf. 6.6] Nippert [Réf. 6.36] Richter [Réf. 6.13] Schubart [Réf. 6.39]	6.7	Cf. diagramme 6.1
Coudes arrondis avec élargissement ou rétrécissement de la section de sortie ($F_1/F_0 \gtrless 1{,}0$)	Richter [Réf. 6.16]	6.8	Formule empirique
Coudes arrondis pour $0{,}05 \leqslant r/D_H \leqslant 0{,}5$ et $0 \leqslant \delta° \leqslant 180°$	Cf. diagramme 6.1	6.9	Cf. diagramme 6.1
Coudes de 90° à section rectangulaire dont la paroi intérieure est arrondie et la paroi extérieure est à angles vifs	Nippert [Réf. 6.36] Richter [Réf. 6.15]	6.10	Données expérimentales
Coudes de 90° à section rectangulaire dont les parois sont à angles vifs	Richter [Réf. 6.15]	6.11	Données expérimentales
Coudes formés d'éléments assemblés sous divers angles $\delta°$	Kirchbach [Réf. 6.34] Schubart [Réf. 6.39]	6.12	Données expérimentales
Coude de 90° formé de cinq éléments assemblés sous un angle de 22,5°	Kirchbach [Réf. 6.34] Schubart [Réf. 6.39]	6.13	Données expérimentales
Coude de 90° formé de quatre éléments assemblés sous un angle de 30°	Kirchbach [Réf. 6.34] Schubart [Réf. 6.39]	6.14	Données expérimentales
Coude de 90° formé de trois éléments assemblés sous un angle de 45°	Kirchbach [Réf. 6.34] Schubart [Réf. 6.39]	6.15	Données expérimentales
Coude de 90° formé de trois éléments assemblés sous un angle de 45° avec $R_0/D_0 = 2{,}4$, à joints soudés, pour $Re \geqslant 10^5$	Kameršatejn et Karev [Réf. 6.9]	6.16	Données expérimentales
Coude de 90° plissé à parois concentriques ; $R_0/D_0 = 2{,}5$; $Re > 2.10^5$	Kameršatejn et Karev [Réf. 6.9]	6.17	Données expérimentales

Désignation des diagrammes	Source	Numéro du diagramme	Remarques
Coude en forme de Z formé de deux coudes assemblés sous un angle de 30°	Kirchbach [Réf. 6.34] Schubart [Réf. 6.39]	6.18	Données expérimentales
Coude en forme de Z. $Re \geqslant 10^4$	Données d'après [Réf. 6.12]	6.19	Données expérimentales
Coude formé de deux coudes assemblés sous des angles de 90° situés dans des plans différents. $Re > 10^4$	Données d'après [Réf. 6.12]	6.20	Données expérimentales
Coude en forme de Π (180°) avec des sections identiques à l'entrée et à la sortie ($F_1/F_0 = b_1/b_0 = 1{,}0$) $Re > 4.10^4$	Données d'après [Réf. 6.12]	6.21	Données expérimentales
Coude en forme de Π (180°) avec rétrécissement de la section de sortie ($F_1/F_0 = b_1/b_0 = 0{,}5$)	Données d'après [Réf. 6.12]	6.22	Données expérimentales
Coude en forme de Π (180°) avec élargissement de la section de sortie ($F_1/F_0 = b_1/b_0 = 1{,}4$)	Données d'après [Réf. 6.12]	6.23	Données expérimentales
Coude en forme de Π (180°) avec élargissement de la section de sortie ($F_1/F_0 = b_1/b_0 = 2{,}0$)	Données d'après [Réf. 6.12]	6.24	Données expérimentales
Coude en forme de ∩ (180°) avec rétrécissement de la section de sortie ($F_1/F_0 = b_1/b_0 = 0{,}5$)	Données d'après [Réf. 6.12]	6.25	Données expérimentales
Coude en forme de ∩ (180°) avec des sections identiques à l'entrée et à la sortie ($F_1/F_0 = b_1/b_0 = 1{,}0$)	Données d'après [Réf. 6.12]	6.26	Données expérimentales
Coude en forme de ∩ (180°) avec élargissement de la section de sortie ($F_1/F_0 = b_1/b_0 = 1{,}4$)	Données d'après [Réf, 6.12]	6.27	Données expérimentales
Coude en forme de ∩ (180°) avec élargissement de la section de sortie ($F_1/F_0 = b_1/b_0 = 2{,}0$) . $Re \geqslant 10^4$	Données d'après [Réf. 6.12]	6.28	Données expérimentales
Coudes assemblés en tôle galvanisée, avec $R_0/D_0 = 1$; $D_0 = 100\ mm$; $Re \geqslant 1{,}5.10^5$	Conn [Réf. 6.24] Colborne Brown	6.29	Données expérimentales
Coudes ondulés en tôle galvanisée, avec $R_0/D_0 = 0{,}7$ $D_0 = 100\ mm$; $Re \geqslant 1{,}5.10^5$	Conn [Réf. 6.24] Colborne Brown	6.30	Données expérimentales
Coude de 90° à parois concentriques avec aubes directrices concentriques. $Re \geqslant 10^4$	Khanžonkov et Taliev [Réf. 6.18]	6.31	Données expérimentales
Coude de 90° à section rectangulaire pour diverses valeurs de r/b_0 avec aubes directrices profilées. $Re \geqslant 10^4$	Baulin [Réf. 6.3] Idel'čik	6.32	Données expérimentales
Coude de 90° à section rectangulaire pour diverses valeurs de r/b_0, avec aubes directrices minces ($\varphi_1 = 95°$) $Re \geqslant 10^4$	Baulin [Réf. 6.3] Idel'čik	6.33	Données expérimentales
Coude de 90° à section rectangulaire à aubes directrices minces ($\varphi_1 = 95°$), dans diverses conditions ; $Re \geqslant 10^4$	Baulin [Réf. 6.3] Idel'čik	6.34	Données expérimentales
Coude de 90° $(r/b_0 = 0{,}2)$, à section rectangulaire pour $F_1/F_0 = 0{,}5$, avec aubes directrices minces ($\varphi_1 = 103°$) ; $Re \geqslant 10^4$	Judin [Réf. 6.20]	6.35	Données expérimentales
Coude de 90° $(r/b_0 = 0{,}2)$, à section rectangulaire, pour $F_1/F_0 = 1$, avec aubes directrices minces ($\varphi_1 = 107°$) ; $Re \geqslant 10^4$	Judin [Réf. 6.20]	6.36	Données expérimentales
Coude de 90° à section rectangulaire, pour $F_1/F_0 = 2$ avec aubes directrices minces ; $Re \geqslant 10^4$	Judin [Réf. 6.20]	6.37	Données expérimentales
Coudes de 90° à section circulaire avec aubes directrices profilées $Re \geqslant 10^4$	Idel'čik [Réf. 6.6]	6.38	Données expérimentales

6.4. DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE

Coudes à parois concentriques, pour $0{,}5 < R_0/D_H < 1{,}5$ et $0 < \delta° \leqslant 180°$	Chapitre VI
	Diagramme 6.1

1) Parois lisses ($\Delta = 0$) et $\mathrm{Re} = \dfrac{W_0 D_H}{\nu} > 2.10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\gamma \frac{w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \zeta_f,$$

où

$$\zeta_M = A_1 B_1 C_1$$

$$\zeta_f = 0{,}0175\,\lambda \frac{R_0}{D_H}\delta° \text{ ; pour } \lambda \approx 0{,}02, \zeta_f = 0{,}00035\frac{R_0}{D_H}\delta° \text{ ;}$$

$D_H = D_0$

$D_H = \dfrac{2a_0 b_0}{a_0 + b_0}$

A_1 est exprimé en fonction de $\delta°$ sur le graphique *a*) ou approximativement dans le tableau 6.2.

Tableau 6-2

$\delta°$	$\leqslant 70°$	$90°$	$> 100°$
A_1	$0{,}9 \sin \delta°$	1,0	$0{,}7 + 0{,}35\dfrac{\delta°}{90°}$

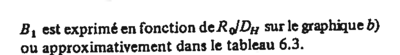
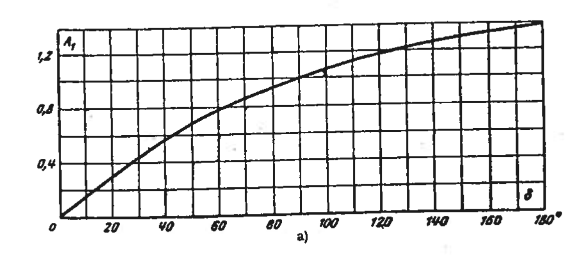
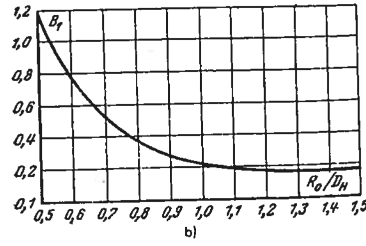

B_1 est exprimé en fonction de R_0/D_H sur le graphique *b*) ou approximativement dans le tableau 6.3.


Tableau 6-3

R_0/D_H	$0{,}5 - 1{,}0$	$> 1{,}0$
B_1	$\dfrac{0{,}21}{\left(\dfrac{R_0}{D_H}\right)^{2,5}}$	$\dfrac{0{,}21}{\sqrt{R_0/D_H}}$



a)



b)

$\delta°$	0	20	30	45	60	75	90	110	130	150	180
A_1	0	0,31	0,45	0,60	0,78	0,90	1,00	1,13	1,20	1,28	1,40

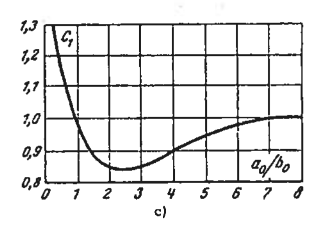
R_0/D_H	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,00	1,25	1,50
B_1	1,18	0,77	0,51	0,37	0,28	0,21	0,19	0,17

Coudes à parois concentriques, pour $0{,}5 < R_0/D_H < 1{,}5$ et $0 < \delta° \leqslant 180°$	Chapitre VI
	Diagramme 6.1

(suite)

C_1 est exprimé approximativement en fonction de a_0/b_0 sur le graphique *c*) (pour une section arrondie ou carrée $C_1 = 1$).

$\dfrac{a_0}{b_0}$	0,25	0,50	0,75	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0
C_1	1,30	1,17	1,09	1,00	0,90	0,85	0,85	0,90	0,95	0,98	1,00	1,00



c)

2) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) et $\mathrm{Re} \leqslant 2.10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\gamma \frac{w_0^2}{2g}} = k_\Delta\, k_{\mathrm{Re}}\, \zeta_M + \zeta_f,$$

où k_Δ et k_{Re} sont déterminés en fonction de Re et $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$ sur le tableau 6.4 (approximativement)

Tableau 6-4

$\bar{\Delta}$	R_0/D_H									
	0,5 – 0,55				0,55 – 1,5					
	Re									
	$3.10^3 - 4.10^4$		$> 4.10^4$		$3.10^3 - 4.10^4$		$4.10^4 - 2.10^5$		$> 2.10^5$	
	k_{Re}	k_Δ	k_{Re}	k_Δ	k_{Re}	k_Δ	k_{Re}	k_Δ	k_{Re}	k_Δ
0	$45\,\lambda_{\mathrm{Re}}$	1,0	1,0	1,0	$64\,\lambda_{\mathrm{Re}}$	1,0	$64\,\lambda_{\mathrm{Re}}$	1,0	1,0	1,0
0 – 0,001	$45\,\lambda_{\mathrm{Re}}$	1,0	1,0	$1 + 0{,}5.10^3\,\bar{\Delta}$	$64\,\lambda_{\mathrm{Re}}$	1,0	$64\,\lambda_{\mathrm{Re}}$	λ_Δ/λ_l	1,0	$1 + \bar{\Delta}.10^3$
> 0,001	$45\,\lambda_{\mathrm{Re}}$	1,0	1,0	$\approx 1{,}5$	$64\,\lambda_{\mathrm{Re}}$	1,0	$64\,\lambda_{\mathrm{Re}}$	$\approx 2{,}0$	1,0	$\approx 2{,}0$

λ_{Re} et λ_l sont égaux à λ des tubes lisses industriels ($\Delta = 0$) déterminés pour Re donné sur le diagramme 2.2. λ et λ_Δ sont égaux à λ des tubes rugueux ($\Delta > 0$) déterminés pour Re et $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$ donnés sur les diagrammes 2.2 à 2.5 ; les valeurs de ν sont données dans § 1.3 *b*) ; celles de Δ dans le tableau 2.1.

Coudes à parois concentriques, pour $R_0/D_H > 1{,}5$ et $0 < \delta° \leqslant 180°$ | **Chapitre VI** | **Diagramme 6.2**

1) Parois lisses ($\Delta = 0$) et $\mathrm{Re} = \frac{w_0 D_H}{\nu} \geqslant 2.10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \zeta_f ,$$

avec

$$\zeta_M = A_1 B_1 C_1$$

$$\zeta_f = 0{,}0175 \quad \lambda \frac{R_0}{D_H} \delta°$$

pour $\lambda \approx 0{,}02, \; \zeta_f = 0{,}00035 \frac{R_0}{D_H} \delta°$

A_1 est exprimé en fonction de $\delta°$ sur le graphique *a)* ou le tableau 6.5.

Tableau 6-5

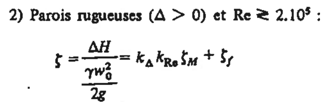
$\delta°$	$\leqslant 70°$	$90°$	$\geqslant 100°$
A_1	$0{,}9 \sin \delta°$	1,0	$0{,}7 + 0{,}35 \frac{\delta°}{90°}$

B_1 est exprimé en fonction de R_0/D_H sur le graphique *b)* ou :

$$B_1 = \frac{0{,}21}{\sqrt{\frac{R_0}{D_H}}}$$

C_1 est exprimé en fonction de a_0/b_0 sur le graphique *c)*, (pour une section circulaire ou carrée, $C_1 = 1$).

2) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) et $\mathrm{Re} \gtrsim 2.10^5$:



$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta k_{\mathrm{Re}} \zeta_M + \zeta_f$$

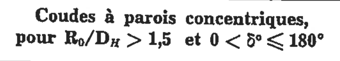
où k_Δ, k_{Re} sont exprimés en fonction de Re et $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$ sur le tableau 6.6 (approximativement)

Tableau 6-6

$\bar{\Delta}$	Re $3.10^3 - 4.10^4$ k_{Re}	k_Δ	Re $4.10^4 - 2.10^5$ k_{Re}	k_Δ	Re $> 2.10^5$ k_{Re}	k_Δ
0	$64\lambda_{\mathrm{Re}}$	1,0	$64\lambda_{\mathrm{Re}}$	1,0	1,0	1,0
0 – 0,001	$64\lambda_{\mathrm{Re}}$	1,0	$64\lambda_{\mathrm{Re}}$	$1 + \bar{\Delta}^2.10^6$	1,0	$1 + \bar{\Delta}^2.10^6$
> 0,001	$64\lambda_{\mathrm{Re}}$	1,0	$64\lambda_{\mathrm{Re}}$	$\approx 2{,}0$	1,0	$\approx 2{,}0$

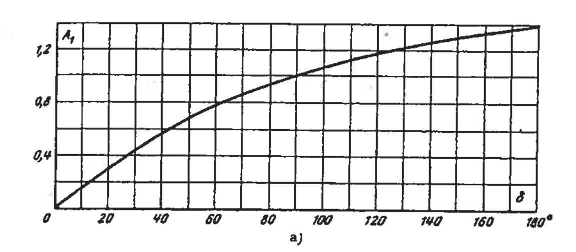
λ est exprimé en fonction de Re et $\bar{\Delta}$ sur les diagrammes 2.2 et 2.5 ; λ_{Re} est égal à λ des conduites industrielles lisses ($\Delta = 0$), déterminé pour Re donné, sur le diagramme 2.2.

Les valeurs de ν sont données dans § 1.3, *b* ; celles de Δ dans le tableau 2.1.



Coudes à parois concentriques, pour $R_0/D_H > 1{,}5$ et $0 < \delta° \leqslant 180°$ | **Chapitre VI** | **Diagramme 6.2**

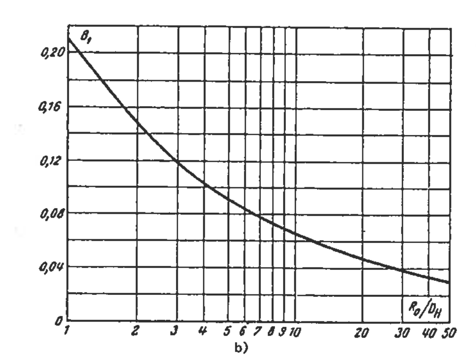
(suite)



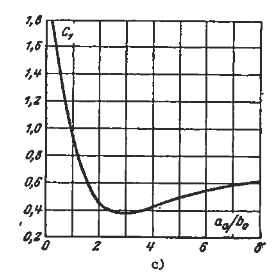
a)

$\delta°$	A_1
0	0
20	0,31
30	0,45
45	0,60
60	0,78
75	0,90
90	1,00
110	1,13
130	1,20
150	1,28
180	1,40

R_0/D_H	B_1
1,0	0,21
2,0	0,15
4,0	0,11
6,0	0,09
8,0	0,07
10	0,07
15	0,06
20	0,05
25	0,05
30	0,04
35	0,04
40	0,03
45	0,03
50	0,03



b)



c)

a_0/b_0	C_1
0,25	1,80
0,50	1,45
0,75	1,20
1,0	1,00
1,5	0,68
2,0	0,45
3,0	0,40
4,0	0,43
5,0	0,48
6,0	0,55
7,0	0,58
8,0	0,60

Conduites et canaux courbes pour $R_0/D_H \gg 1,5$ (serpentins) avec un angle au centre δ° quelconque. $50 < \mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu < 2 \cdot 10^4$	Chapitre VI
	Diagramme 6.3

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 0{,}0175\ \lambda \frac{R_0}{D_H}\delta^\circ,$$

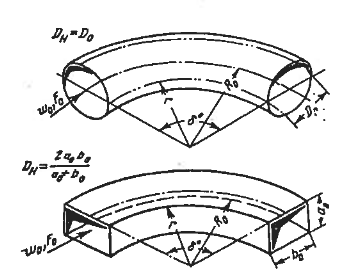
où λ est déterminé sur la courbe $\lambda = f\left(\mathrm{Re}, \frac{R_0}{D_H}\right)$

pour $50 < \mathrm{Re}\sqrt{\frac{D_H}{2R_0}} < 600$, $\lambda = \frac{20}{\mathrm{Re}^{0,65}}\left(\frac{D_H}{2R_0}\right)^{0,175}$

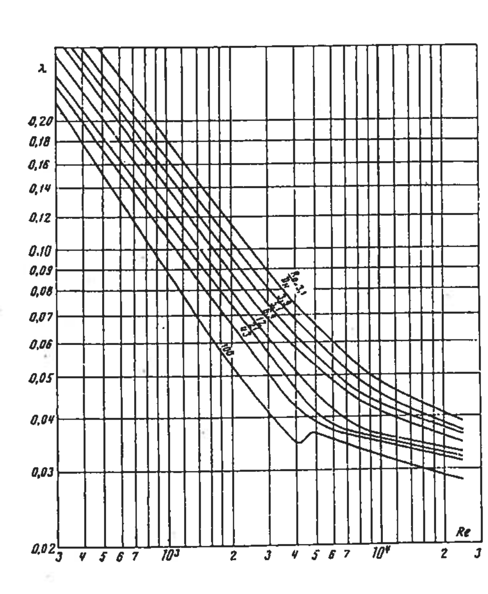
pour $600 < \mathrm{Re}\sqrt{\frac{D_H}{2R_0}} < 1400$, $\lambda = \frac{10,4}{\mathrm{Re}^{0,55}}\left(\frac{D_H}{2R_0}\right)^{0,225}$

pour $1400 < \mathrm{Re}\sqrt{\frac{D_H}{2R_0}} < 5000$, $\lambda = \frac{5}{\mathrm{Re}^{0,45}}\left(\frac{D_H}{2R_0}\right)^{0,275}$

Les valeurs de ν sont données dans § 1.3, *b*.



$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 = périmètre



Re	4.10^2	6.10^2	8.10^2	10^3	2.10^3	4.10^3	6.10^3	10^4
	$R_0/D_H = 3,1$							
λ	0,34	0,26	0,21	0,18	0,12	0,08	0,06	0,05
	$R_0/D_H = 3,9$							
λ	0,30	0,23	0,19	0,17	0,10	0,07	0,06	0,05
	$R_0/D_H = 5,1$							
λ	0,28	0,21	0,18	0,15	0,10	0,06	0,05	0,04
	$R_0/D_H = 6,9$							
λ	0,26	0,20	0,17	0,14	0,09	0,06	0,05	0,04
	$R_0/D_H = 12$							
λ	0,24	0,18	0,15	0,13	0,08	0,05	0,04	0,04
	$R_0/D_H = 21$							
λ	0,22	0,16	0,14	0,12	0,07	0,05	0,04	0,03
	$R_0/D_H = 43$							
λ	0,20	0,15	0,13	0,11	0,07	0,04	0,04	0,03
	$R_0/D_H = 100$							
λ	0,18	0,13	0,11	0,09	0,05	0,04	0,04	0,03

Coudes normalisés à parois concentriques, en fonte sur filetage. $\mathrm{Re} = w_0 D_0/\nu \geqslant 2 \cdot 10^5$	Chapitre VI
	Diagramme 6.4

Caractéristique du coude	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$				
		D_0	1/2"	1"	1 1/2"	2"
δ = 30°		*L mm.*	30	44	56	66
		$\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_0}$	0,020	0,010	0,0075	0,005
		ζ	0,81	0,52	0,32	0,19
δ = 45°		*L mm*	36	52	68	81
		$\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_0}$	0,020	0,010	0,0075	0,005
		ζ	0,73	0,38	0,27	0,23
δ = 90°		*L mm*	30	40	55	65
		$\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_0}$	0,020	0,010	0,0075	0,005
		ζ	2,19	1,98	1,60	1,07
δ = 90° ; $\frac{R_0}{D_0} = 1,36 \div 1,67$		*L mm*	45	63	85	98
		$\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_0}$	0,02	0,01	0,0075	0,005
		ζ	1,20	0,80	0,81	0,58
δ = 90° $\frac{R_0}{D_0} = 2 - 2,13$		*L mm*	55	85	116	140
		$\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_0}$	0,020	0,010	0,0075	0,005
		ζ	0,82	0,53	0,53	0,35
δ = 180°		*L mm*	38	102	102	127
		$\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_0}$	0,020	0,010	0,075	0,05
		ζ	1,23	0,70	0,65	0,58

Coudes doubles à parois concentriques, pour différents $\delta°$ et $R_0/D_H \geqslant 0,5$

Chapitre VI — **Diagramme 6.5**

Caractéristique du coude	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
1 En forme de ∩		voir ci-dessous
2 En forme de ∫		voir ci-dessous
3 En forme de ∫, les coudes étant dans 2 plans différents		voir ci-dessous
4 En forme de ∪ (mouvement tournant)		voir ci-dessous

1 En forme de ∩

$$\zeta = A\zeta'$$

où ζ' est égal à ζ d'un coude seul déterminé sur les diagrammes 6.1 et 6.2 ; ζ_f est calculé d'après la formule :

$$\zeta_f = \left(\frac{l_0}{D_H} + 0{,}035\frac{R_0}{D_H}\delta°\right)\lambda$$

pour $\lambda \approx 0{,}02$, $\zeta_f = 0{,}02\frac{l_0}{D_H} + 0{,}0007\frac{R_0}{D_H}\delta°$;

on trouvera λ sur les diagrammes 2.2 à 2.5 ; les valeurs approchées de A sont données dans le tableau 6.7

Tableau 6-7

l_0/D_H	0	⩾ 1,0
A	1,4	2,0

2 En forme de ∫

De même que pour 1, mais les valeurs approchées de A sont données dans le tableau 6.8

Tableau 6-8

l_0/D_H	0	⩾ 1,0
A	3,0	2,0

3 En forme de ∫, les coudes étant dans 2 plans différents

De même que pour 1, mais les valeurs approchées de A sont données dans le tableau 6.9

Tableau 6-9

l_0/D_H	0	⩾ 1,0
A	2,5	2,0

4 En forme de ∪ (mouvement tournant)

De même que pour 1, mais les valeurs approchées de A sont données dans le tableau 6.10

Dans ce cas, ζ_f est donné par la formule :

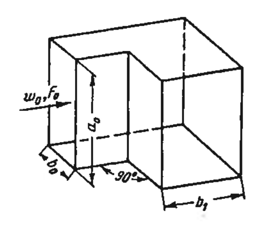
$$\zeta_f = 2\left(\frac{l_0}{D_H} + 0{,}035\frac{R_0}{D_H}\delta°\right)\lambda$$

Tableau 6-10

l_0/D_H	0	⩾ 1,0
A	6,0	4,0

Coudes brusques de 90° ($r/D_H = 0$) à section rectangulaire avec élargissement ou rétrécissement de la section de sortie

Chapitre VI — **Diagramme 6.6**



$\frac{b_1}{b_0}$	ζ_M			
	$a_0/b_0 = 0,25$	$a_0/b_0 = 1,0$	$a_0/b_0 = 4,0$	$a_0/b_0 = \infty$
0,6	1,76	1,70	1,46	1,50
0,8	1,43	1,36	1,10	1,04
1,0	1,24	1,15	0,90	0,79
1,2	1,14	1,02	0,81	0,69
1,4	1,09	0,95	0,76	0,63
1,6	1,06	0,90	0,72	0,60
2,0	1,06	0,84	0,66	0,55

$$D_H = \frac{2a_0 b_0}{a_0 + b_0}$$

1/ Parois lisses ($\Delta = 0$) et $\mathrm{Re} = \frac{w_0 D_H}{\nu} > 2.10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M$$

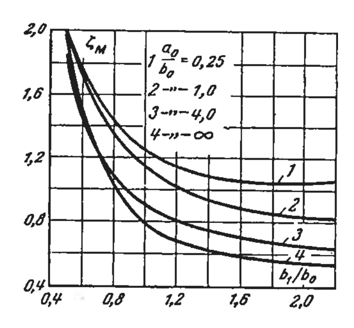
ζ est exprimé sur les courbes $\zeta_M = f\left(\frac{b_1}{b_0}\right)$ pour diverses valeurs de a_0/b_0.

2/ Parois rugueuses ($\Delta > 0$) et $\mathrm{Re} < 2.10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta k_{\mathrm{Re}} \zeta_M$$

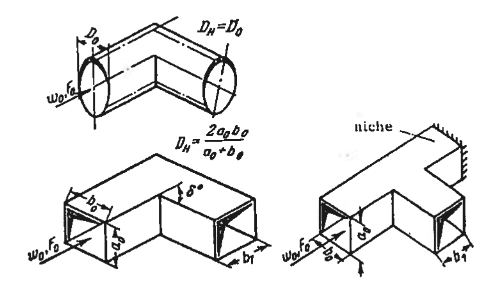
où : k_Δ et k_{Re} sont déterminés en fonction de Re et $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_H}$ sur le diagramme 6.7

Les valeurs de ν sont données dans § 1.3, b ; celles de Δ dans le tableau 2.1.



Coudes brusques ($r/D_H = 0$) pour $0 < \delta° < 180°$	Chapitre VI
	Diagramme 6.7

I. *Coude sans niche*



1/ Parois lisses ($\Delta = 0$) et $Re = \frac{w_0 D_H}{\nu} > 4.10^4$)

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = C_1 A \zeta_M (\zeta_f = 0)$$

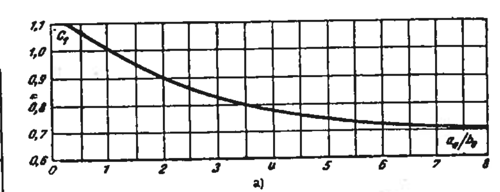
où : C_1 est déterminé approximativement suivant le graphique *a*) en fonction de a_0/b_0 (pour les sections circulaires et carrées $C_1 = 1$) ;

A est déterminé suivant la courbe $A = f_1(\delta°)$ du graphique *b*)

$\zeta_M = 0{,}95 \sin^2 \frac{\delta}{2} + 2{,}05 \sin^4 \frac{\delta}{2}$ est déterminé suivant la courbe $\zeta_M = f_2(\delta°)$ du graphique *b*)

Tableau 6-11

$\bar{\Delta}$	Re			
	$3.10^3 - 4.10^4$		$> 4.10^4$	
	k_{Re}	k_Δ	k_{Re}	k_Δ
0	45 λ_{Re}	1,0	1,1	1,0
0 – 0,001	45 λ_{Re}	1,0	1,0	$1 + 0{,}5.10^3 \bar{\Delta}$
> 0,001	45 λ_{Re}	1,0	1,0	≅ 1,5



a)

2/ Parois rugueuses ($\Delta > 0$) et Re quelconque :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta k_{Re} C_1 A \zeta_M$$

où : k_Δ et k_{Re} sont déterminés en fonction de Re et $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_H}$ d'après le tableau 6.11 (approximativement)

λ est déterminé en fonction de Re et $\bar{\Delta}$ sur les diagrammes 2.2 à 2.5 ;

λ_{Re} est égal à λ des conduites industrielles lisses ($\Delta = 0$) déterminé pour un Re donné, sur le diagramme 2.2

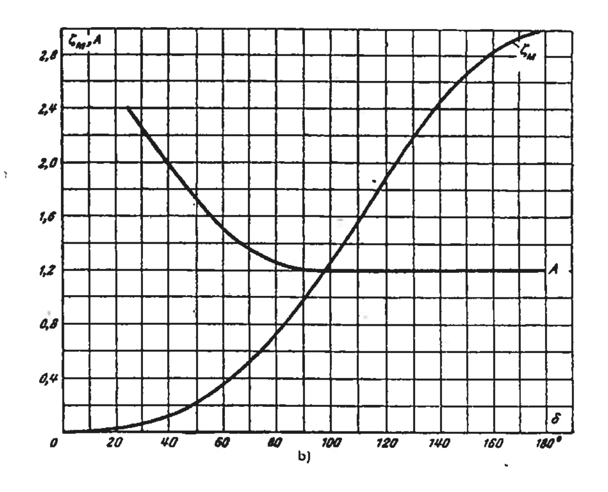
Les valeurs de $\bar{\Delta}$ sont données sur le tableau 2.1 ; celles de ν sont données dans § 1.3, *b*.

a_0/b_0	C_1
0,25	1,10
0,50	1,07
0,75	1,04
1,0	1,00
1,5	0,95
2,0	0,90
3,0	0,83
4,0	0,78
5,0	0,75
6,0	0,72
7,0	0,71
8,0	0,70

Coudes brusques ($r/D_H = 0$) pour $0 < \delta° < 180°$	Chapitre VI
	Diagramme 6.7



(suite)



b)

δ°	ζ_M	A
0	0	-
20	0,05	2,50
30	0,07	2,22
45	0,17	1,87
60	0,37	1,50
75	0,63	1,28
90	0,99	1,20
110	1,56	1,20
130	2,16	1,20
150	2,67	1,20
180	3,00	1,20

II. *Coude avec niche*

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \cong 1{,}2\, \zeta_{s.n.}$$

où : ζ_{sn} est le ζ des coudes sans niche

Coudes arrondis avec élargissement ou rétrécissement de la section de sortie ($F_1/F_0 \gtrsim 1{,}0$)

Chapitre VI

Diagramme 6.8

1/ Parois lisses ($\Delta = 0$) et $Re = \frac{w_0 b_{\text{étroit}}}{\nu} > 2.10^5$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_{\text{étroit}}^2}{2g}} = A_1 C_1 e^{-\frac{k}{n}} = A_1 C_1 \zeta'$$

où : $\zeta' = e^{-\frac{k}{n}}$ est déterminé sur les courbes

$$\zeta' = f\left(\frac{F_1}{F_0}, \frac{r}{b_{\text{étroit}}}\right) \text{ du graphique } a$$

A_1 est déterminé sur la courbe $A_1 = f(\delta^\circ)$ du graphique b

C_1 est déterminé approximativement sur la courbe $C_1 = f\left(\frac{a_0}{b_{\text{étroit}}}\right)$ du graphique c

$k = \text{Log}\frac{1}{\zeta_0}$; ζ_0 : coefficient de perte de charge du coude pour $F_1/F_0 = 1$ et $\delta = 90°$

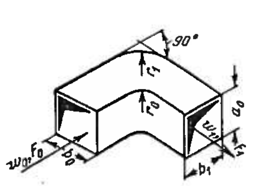
$w_{\text{étroit}}$ vitesse moyenne de l'écoulement dans la section rétrécie

2/ Parois rugueuses ($\Delta > 0$) et $Re < 2.10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_{\text{étroit}}^2}{2g}} = k_\Delta k_{Re} A_1 C_1 \zeta'$$

où : k_Δ et k_{Re} sont déterminés en fonction de Re et $\overline{\Delta} = \frac{\Delta}{b_{\text{étroit}}}$ d'après les tableaux 6.12 du diagramme 6.9

Les valeurs de ν sont données dans § 1.3, b ; celles de Δ sur le tableau 2.1.

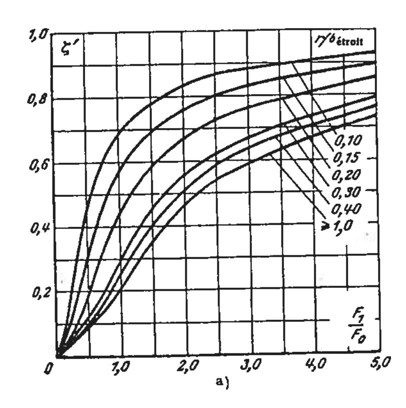


$b_{\text{étroit}}$ = largeur de la section rétrécie

$$n = \frac{F_1}{F_0}$$

Valeurs de ζ'

$\frac{r}{b_{\text{étroit}}}$	F_1/F_0 0,2	0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0
0,1	0,20	0,45	0,69	0,78	0,83	0,88	0,91	0,93
0,15	0,13	0,32	0,57	0,68	0,76	0,83	0,87	0,89
0,20	0,08	0,20	0,45	0,58	0,67	0,76	0,81	0,85
0,30	0,06	0,13	0,30	0,45	0,56	0,67	0,74	0,79
0,40	0,04	0,10	0,25	0,40	0,51	0,64	0,70	0,76
1,0	0,04	0,09	0,21	0,35	0,47	0,59	0,67	0,73



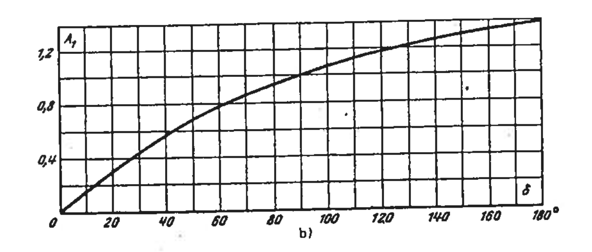
a)

Coudes arrondis avec élargissement ou rétrécissement de la section de sortie ($F_1/F_0 \gtrsim 1{,}0$)

Chapitre VI

Diagramme 6.8

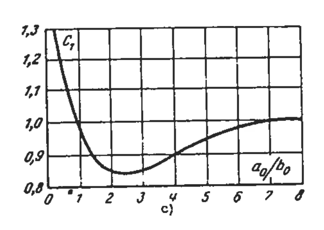
(suite)



b)

δ°	A_1
0	0
20	0,31
30	0,45
45	0,60
60	0,78
75	0,90
90	1,00
110	1,13
130	1,20
150	1,28
180	1,40

a_0/b_0	C_1
0,25	1,30
0,50	1,17
0,75	1,09
1,0	1,00
1,5	0,90
2,0	0,85
3,0	0,85
4,0	0,90
5,0	0,95
6,0	0,98
7,0	1,00
8,0	1,00



c)

Coudes arrondis pour $0{,}05 \leqslant r/D_0 \leqslant 0{,}5$ et $0 < \delta° \leqslant 180°$

Chapitre VI

Diagramme 6.9

1) Parois lisses ($\Delta = 0$) et $\mathrm{Re} > \frac{w_0 D_H}{\nu} > 2.10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \zeta_f$$

où : $\zeta_M = A_1 B_1 C_1$

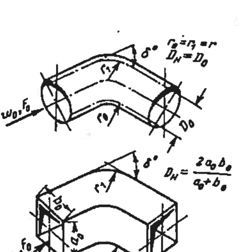
$$\zeta_f = \left(1 + 0{,}0175 \frac{r}{D_H} \delta°\right) \lambda \;;$$

pour $\lambda = 0{,}02$, $\zeta_f = 0{,}02 + 0{,}00035 \frac{r}{D_H} \delta°$

A_1 est déterminé en fonction de $\delta°$ sur le graphique *a*

B_1 est déterminé approximativement en fonction de r/D_H sur le graphique *b*

C_1 est déterminé approximativement en fonction de a_0/b_0 sur le graphique *c*



2) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) et $\mathrm{Re} \gtrsim 2.10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta k_{\mathrm{Re}} \zeta_M + \zeta_f$$

où : k_Δ et k_{Re} sont déterminés en fonction de Re et $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$ sur le tableau 6.12 (approximativement)

Tableau 6-12

$\bar{\Delta}$	Re: $3.10^3 - 4.10^4$		Re: $4.10^4 - 2.10^5$		Re: $> 2.10^5$	
	k_{Re}	k_Δ	k_{Re}	k_Δ	k_{Re}	k_Δ
0	64 λ_{Re}	1,0	64 λ_{Re}	1,0	1,0	1,0
0 – 0,001	64 λ_{Re}	1,0	64 λ_{Re}	λ/λ_l	1,0	$1 + \bar{\Delta} . 10^3$
> 0,001	64 λ_{Re}	1,0	64 λ_{Re}	≈ 2,0	1,0	≈ 2,0

λ_{Re} et λ_l sont égaux à λ des conduites industriellement lisses ($\Delta = 0$) déterminés en fonction de Re sur le diagramme 2.2.

λ et λ_Δ sont égaux à λ des conduites rugueuses ($\Delta > 0$) déterminés en fonction de $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$, sur les diagrammes 2.2 à 2.5.

Les valeurs de ν sont données dans § 1.3, *b* ; celles de $\bar{\Delta}$ dans le tableau 2.1

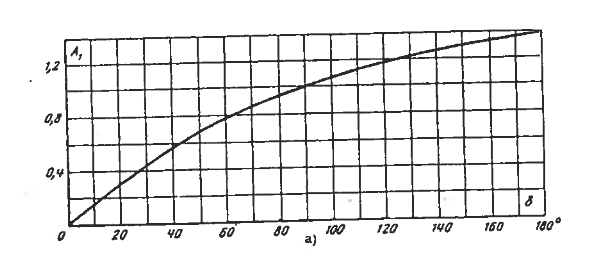
Coudes arrondis pour $0{,}05 \leqslant r/D_0 \leqslant 0{,}5$ et $0 < \delta° \leqslant 180°$

Chapitre VI

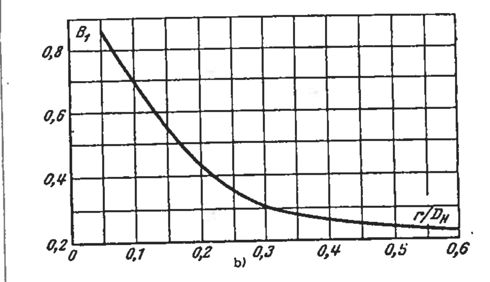
Diagramme 6.9

(suite)

$\delta°$	A_1
0	0
20	0,31
30	0,45
45	0,60
60	0,78
75	0,90
90	1,00
110	1,13
130	1,20
150	1,28
180	1,40



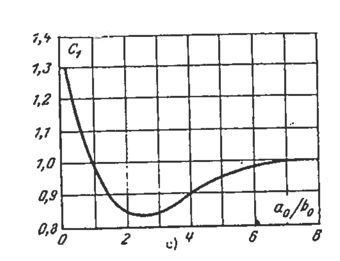
a)



b)

r/D_H	B_1
0,05	0,87
0,10	0,70
0,20	0,44
0,30	0,31
0,40	0,26
0,50	0,24
0,60	0,22

a_0/b_0	C_1
0,25	1,30
0,50	1,77
0,75	1,09
1,0	1,00
1,5	0,90
2,0	0,85
3,0	0,85
4,0	0,90
5,0	0,95
6,0	0,98
7,0	1,00
8,0	1,00



c)

Coudes de 90° à section rectangulaire dont la paroi intérieure est arrondie et la paroi extérieure est à angles vifs	Chapitre VI
	Diagramme 6.10

1) Parois lisses ($\Delta = 0$) et $Re = \frac{w_0 D_H}{\nu} > 2.10^5$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : Dans le cas n° 1, ζ_M est déterminé en fonction de r/D_H sur le graphique *a* ;

Dans le cas n° 2, $\zeta_M = 0{,}20\, C_1$;

$$\zeta_f = \left(1 + 1{,}57 \frac{r_0}{D_H}\right) \lambda$$

pour $\lambda \approx 0{,}02$, $\zeta_f = 0{,}02 + 0{,}031 \frac{r_0}{D_H}$

C_1 est déterminé approximativement en fonction de a_0/b_0 sur le graphique *b*)

2) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) et Re quelconque :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta k_{Re} C_1 \zeta_M$$

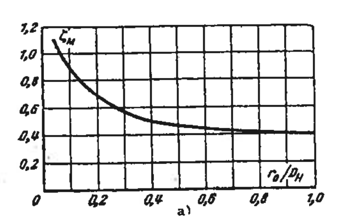
où : k_Δ et k_{Re} sont déterminés sur le tableau 6.12 du diagramme 6.9

λ est déterminé en fonction de Re et $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$ sur les diagrammes 2.2 à 2.5

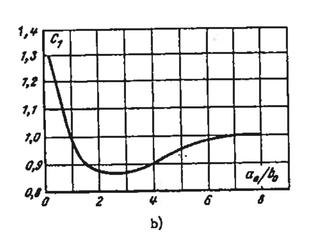
$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 = périmètre

r_0/D_H	ζ
0,05	1,10
0,1	0,88
0,2	0,70
0,3	0,56
0,5	0,48
0,7	0,43
1,0	0,40

a_0/b_0	C_1
0,25	1,30
0,50	1,17
0,75	1,09
1,00	1,00
1,50	0,90
2,0	0,85
3,0	0,85
4,0	0,90
5,0	0,95
6,0	0,98
7,0	1,00
8,0	1,00



a)



b)

Coudes de 90° à section rectangulaire dont les parois sont à angles vifs	Chapitre VI
	Diagramme 6.11

1) Parois lisses ($\Delta = 0$) et $Re = \frac{w_0 D_H}{\nu} > 2.10^5$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = C_1 \zeta_M$$

où : Pour le cas n° 1, ζ_M est déterminé par la courbe

$$\zeta_M = f\left(\frac{t_1}{D_H}\right)$$

Pour le cas n° 2, $\zeta_M = 0{,}47\, C_1$

Pour le cas n° 3, $\zeta_M = 0{,}28\, C_1$

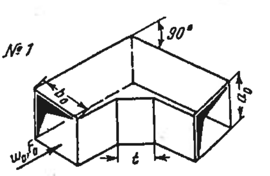
C_1 est déterminé approximativement suivant le graphique *b*) du diagramme 6.10

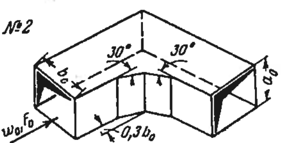
2) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) et $Re \gtrsim 2.10^5$

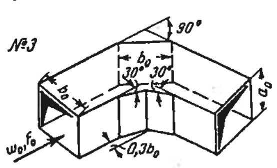
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta k_{Re} C_1 \zeta_M$$

où : k_Δ et k_{Re} sont déterminés sur le tableau 6.12 du diagramme 6.9

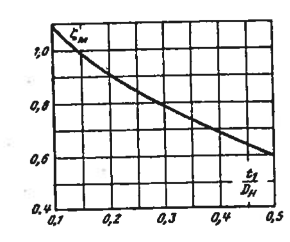
Pour ν voir § 1.3, *b*).







$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 = périmètre



t_1/D_H	ζ_M
0,1	1,10
0,2	0,90
0,3	0,80
0,4	0,69
0,5	0,60

Coudes formés d'éléments assemblés sous divers angles $\delta°$

Chapitre VI

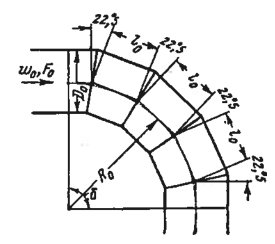
Diagramme 6.12

N°	Caractéristiques du coude	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
1	$\delta = 45°$; trois éléments assemblés sous un angle de 22,5°		1) Parois lisses ($\Delta = 0$) et Re $= \frac{w_0 D_0}{\nu} \geqslant 2.10^5$: $\zeta = \zeta_M + \zeta_f$ 2) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) et Re $\leqslant 2.10^5$ $\zeta = k_\Delta k_{Re} \zeta_M + \zeta_f$ où $\zeta_M = 0,11$; $\zeta_f = \lambda \frac{l_0}{D_0}$; pour λ, k_Δ, k_{Re}, ν et Δ voir le diagramme 6.1
2	$\delta = 60°$; trois éléments assemblés sous un angle de 30°		De même qu'en 1, mais $\zeta_M = 0,15$
3	$\delta = 60°$; quatre élements assemblés sous un angle de 20°		De même qu'en 1, mais $\zeta_f = 2\lambda \frac{l_0}{D_0}$ Pour $\lambda \approx 0,02$ $\zeta_f = 0,04 \frac{l_0}{D_0}$
4	$\delta = 90°$; trois éléments assemblés sous des angles de 60 et 30°		De même qu'en 1, mais $\zeta_M = 0,40$

Coude de 90° formé de cinq éléments assemblés sous un angle de 22,5°

Chapitre VI

Diagramme 6.13



1) Parois lisses ($\Delta = 0$) et Re $= w_0 D_H/\nu \geqslant 2.10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \zeta_f$$

où : ζ_M est déterminé suivant la courbe $\zeta_M = f(l_0/D_0)$ ou $f(R_0/D_0)$

$\zeta_f = 3\lambda\, l_0/D_0$; pour $\lambda \approx 0,02$ $\zeta_f = 0,06\, l_0/D_0$.

2) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) et Re $\leqslant 2.10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta\, k_{Re} \zeta_M + \zeta_f$$

où : k_Δ et k_{Re} sont donnés dans le tableau 6.4 du diagramme 6.1

λ est déterminé suivant les diagrammes 2.2 à 2.5

ν est donné dans le § 1.3, *b*)

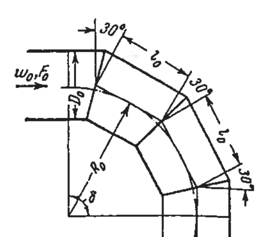
Δ est donné dans le tableau 2.1

l_0/D_0	R_0/D_0	ζ_M
0	0	1,10
0,2	0,49	0,75
0,4	0,98	0,45
0,6	1,47	0,34
0,8	1,90	0,15
1,0	2,50	0,12
2,0	5,00	0,10
3,0	7,50	0,12
4,0	10,0	0,14
5,0	12,5	0,14
6,0	15,0	0,14

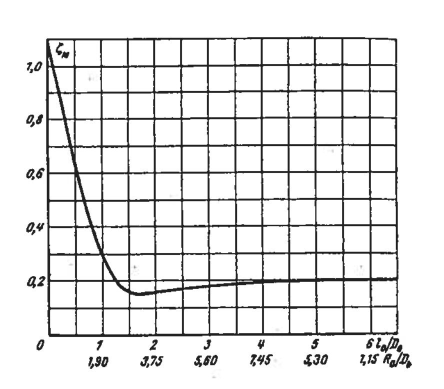
Coude de 90° formé de quatre éléments assemblés sous un angle de 30°

Chapitre VI

Diagramme 6.14



l_0/D_0	R_0/D_0	ζ_M
0	0	1,10
0,2	0,37	0,92
0,4	0,75	0,70
0,6	1,12	0,58
0,8	1,50	0,40
1,0	1,97	0,30
2,0	3,74	0,16
3,0	5,60	0,19
4,0	7,46	0,20
5,0	9,30	0,20
6,0	11,3	0,20



1) Parois lisses ($\Delta = 0$) et $Re = w_0 D_H/\nu > 2.10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \zeta_f$$

où : ζ_M est déterminé suivant la courbe $\zeta_M = f(l_0/D_0)$ ou $f(R_0/D_0)$

$\zeta_f = 2\lambda\, l_0/D_0$;

pour $\lambda \approx 0{,}02$ $\zeta_f = 0{,}04\, l_0/D_0$.

2) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) et $Re \gtrsim 2.10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta k_{Re} \zeta_M + \zeta_f$$

où : k_Δ et k_{Re} sont donnés dans le tableau 6.4 du diagramme 6.1

λ est déterminé sur les diagrammes 2.2 à 2.5

ν est donné dans § 1.3, *b*)

Δ est donné dans le tableau 2.1



Coude de 90° formé de trois éléments assemblés sous un angle de 45°

Chapitre VI

Diagramme 6.15

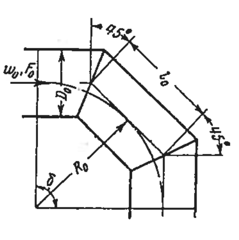
1) Parois lisses ($\Delta = 0$) et $Re = w_0 D_H/\nu > 2.10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \zeta_f$$

où : ζ_M est déterminé suivant la courbe $\zeta_M = f(l_0/D_0)$ ou $f(R_0/D_0)$

$\zeta = \lambda\, l_0/D_0$; pour $\lambda \simeq 0{,}02$ $\zeta_f = 0{,}02\, l_0/D_0$

l_0/D_0	R_0/D_0	ζ_M
0	0	1,10
0,2	0,24	0,95
0,4	0,48	0,72
0,6	0,70	0,60
0,8	0,97	0,42
1,0	1,20	0,38
2,0	2,35	0,32
3,0	3,60	0,38
4,0	4,60	0,41
5,0	6,00	0,41
6,0	7,25	0,41



2) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) et $Re \gtrsim 2.10^5$:

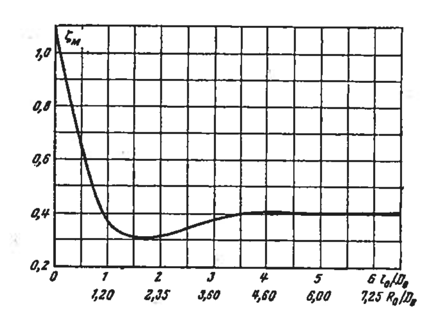
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta k_{Re} \zeta_M + \zeta_f$$

où : k_{Re} et k_Δ sont donnés dans le tableau 6.4 du diagramme 6.1

λ est déterminé d'après les diagrammes 2.2 à 2.5

ν est donné dans le § 1.3, *b*).

Δ est donné dans le tableau 2.1.

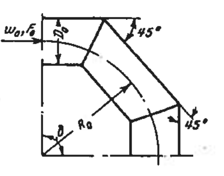


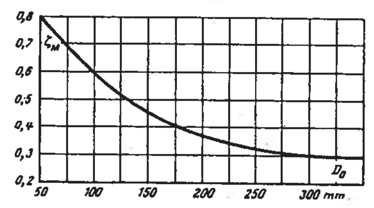
Coude de 90° formé de trois éléments assemblés sous un angle de 45°, avec $R_0/D_0 \approx 2{,}4$, à joints soudés, pour $Re = w_0 D_0/\nu \geqslant 10^5$

Chapitre VI

Diagramme 6.16

D_0, mm	ζ
50	0,80
100	0,60
150	0,45
200	0,38
250	0,32
300	0,30
350	0,30





$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé suivant la courbe

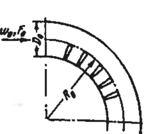
$\zeta = f(D_0, mm)$, ν est donné dans § 1.3, *b*.

Coude de 90° plissé à parois concentriques; $R_0/D_0 = 2{,}5$; $Re = w_0 D_0/\nu \geqslant 2\cdot 10^5$ — Chapitre VI — Diagramme 6.17

D_0, mm	ζ
50	0,25
100	0,3
150	0,33
200	0,37
250	0,42
300	0,45
350	0,50

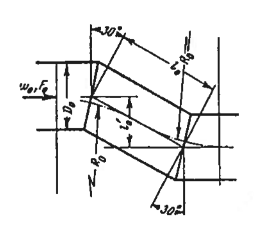
ν est donné dans § 1.3, *b*,

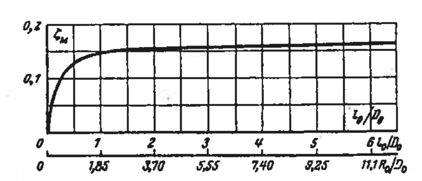
$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est donné dans le tableau ci-joint.



Coude en forme de Z formé de deux coudes assemblés sous un angle de 30° — Chapitre VI — Diagramme 6.18

l_0/D_0	R_0/D_0	ζ_M
0	0	0
1,0	1,90	0,15
2,0	3,74	0,15
3,0	5,60	0,16
4,0	7,46	0,16
5,0	9,30	0,16
6,0	11,3	0,16





1) Parois lisses ($\Delta = 0$) et $Re = w_0 D_H/\nu \geqslant 2.10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \zeta_f$$

où : ζ_M est déterminé suivant la courbe $\zeta_M = f(l_0/D_0)$ ou $f(R_0/D_0)$

$\zeta_f = \lambda\, l_0/D_0$; pour $\lambda = 0{,}02$, $\zeta_f = 0{,}02\, l_0/D_0$.

2) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) et $Re \gtrsim 2.10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta\, k_{Re}\, \zeta_M + \zeta_f$$

où : k_Δ et k_{Re} sont donnés dans le tableau 6.4 du diagramme 6.1

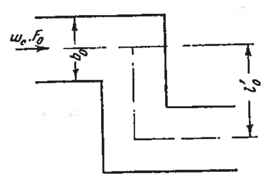
λ est déterminé suivant les diagrammes 2.2 à 2.5

ν est donné dans § 1.3, *b*)

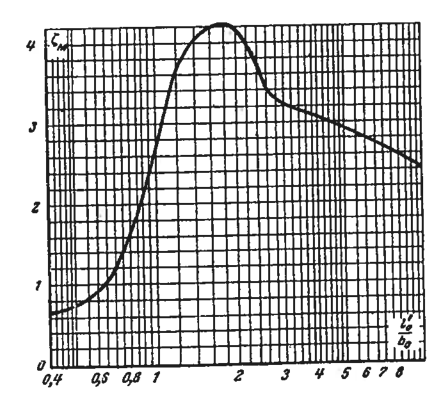
Δ est donné dans le tableau 2.1.

Coude en forme de Z; $Re = w_0 D_H/\nu > 10^4$ — Chapitre VI — Diagramme 6.19

l_0'/b_0	ζ_M	l_0'/b_0	ζ_M
0	0	2,4	3,65
0,4	0,62	2,8	3,30
0,6	0,90	3,2	3,20
0,8	1,61	4,0	3,08
1,0	2,63	5,0	2,92
1,2	3,61	6,0	2,80
1,4	4,01	7,0	2,70
1,6	4,18	9,0	2,60
1,8	4,22	10,0	2,45
2,0	4,18	∞	2,30



$D_H = 4\,F_0/\Pi_0$; Π_0 = périmètre ;



1) Parois lisses ($\Delta = 0$) et Re quelconque :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = C_1\, \zeta_M + \zeta_f$$

où : ζ_M est déterminé suivant la courbe $\zeta_M = f(l_0'/b_0)$

C_1 est déterminé approximativement suivant le graphique *b*) du diagramme 6.21

$\zeta_f = \lambda\, l_0'/b_0$; pour $\lambda \simeq 0{,}02$, $\zeta_f = 0{,}02\, l_0'/b_0$.

2) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) (approximativement) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta\, C_1\, \zeta_M + \zeta_f$$

où : k_Δ est connu à l'aide des expressions suivantes :

(a) $k_\Delta = 1$ pour $Re < 4.10^4$

(b) $k_\Delta = 1 + 0{,}5.10^3\, \bar{\Delta}$ pour $Re > 4.10^4$ et $0 < \bar{\Delta} < 0{,}001$

(c) $k_\Delta \simeq 1{,}5$ pour $Re > 4.10^4$ et $\bar{\Delta} > 0{,}001$

λ est déterminé d'après les diagrammes 2.2 à 2.5

ν est donné dans § 1.3, *b*)

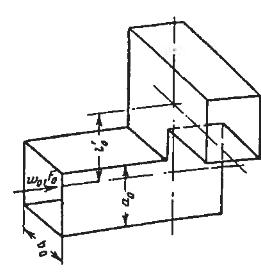
Δ est donné dans le tableau 2.1 ; $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$

Coude formé de deux coudes assemblés sous des angles de 90° situés dans des plans différents $Re = w_0 D_H/\nu \geqslant 10^4$

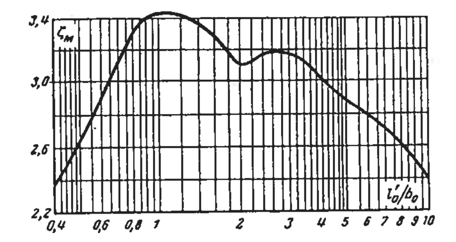
Chapitre VI

Diagramme 6.20

l'_0/b_0	ζ_M	l''_0/b_0	ζ_M
0	1,15	2,4	3,16
0,4	2,40	2,8	3,18
0,6	2,90	3,2	3,15
0,8	3,31	4,0	3,00
1,0	3,44	5,0	2,89
1,2	3,40	6,0	2,78
1,4	3,36	7,0	2,70
1,6	3,28	9,0	2,50
1,8	3,20	10,00	2,41
2,0	3,11	∞	2,30



$D_H = 4 F_0/\Pi_0$; Π_0 = périmètre.



1) Parois lisses ($\Delta = 0$) et Re quelconque :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : ζ_M est déterminé suivant la courbe $\zeta_M = f(l'_0/b_0)$

C_1 est déterminé approximativement suivant le graphique *b*) du diagramme 6.21 ;

$\zeta_f = \lambda\, l'_0/b_0$; pour $\lambda \simeq 0{,}02$, $\zeta_f = 0{,}02\, l'_0/b_0$

2) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) (approximativement) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : k_Δ est connu à l'aide des expressions suivantes

(a) $k_\Delta = 1$, pour $Re < 4.10^4$

(b) $k_\Delta = 1 + 0{,}5.10^3\,\bar{\Delta}$ pour $Re > 4.10^4$ et $0 < \bar{\Delta} < 0{,}001$

(c) $k_\Delta \simeq 1{,}5$ pour $Re > 4.10^4$ et $\bar{\Delta} > 0{,}001$

λ est déterminé suivant les diagrammes 2.2 à 2.5

ν est donné dans § 1.3, *b*)

Δ est donné dans le tableau 2.1 ; $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$

Coude en forme de Π (180°) avec des sections identiques à l'entrée et à la sortie ($F_1/F_0 = b_1/b_0 = 1$) $Re = w_0 D_H/\nu \geqslant 4 \cdot 10^4$

Chapitre VI

Diagramme 6.21

1) Parois lisses ($\Delta = 0$) et Re quelconque :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : ζ_M est déterminé suivant la courbe $\zeta_M = f(l_0/b_0\,,\, b_k/b_0)$ sur le graphique *a*)

C_1 est déterminé approximativement suivant la courbe $C_1 = f(a_0/b_0)$ sur le graphique *b*)

$\zeta_f = \lambda\,(1 + l_0/b_0)$; pour $\lambda = 0{,}02$ $\zeta_f = 0{,}02 + 0{,}02\, l_0/b_0$

2) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) (approximativement) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta C_1 \zeta_M$$

où : (a) $k_\Delta = 1$ pour $Re < 4.10^4$

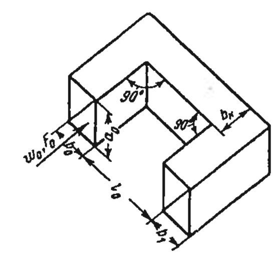
(b) $k_\Delta = 1 + 0{,}5.10^3\,\bar{\Delta}$ pour $Re > 4.10^4$ et $0 < \bar{\Delta} < 0{,}001$

(c) $k_\Delta \simeq 1{,}5$ pour $Re > 4.10^4$ et $\bar{\Delta} > 0{,}001$

λ est déterminé en fonction de Re et $\bar{\Delta}$ sur les diagrammes 2.2 à 2.5

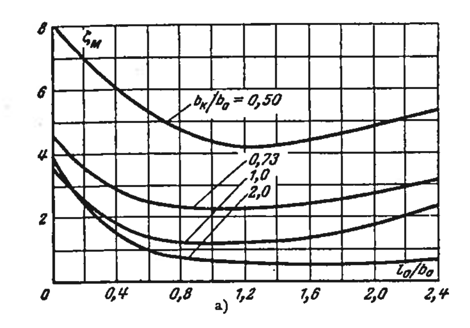
ν est donné dans § 1.3, *b*)

Δ est donné dans le tableau 2.1 ; $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$



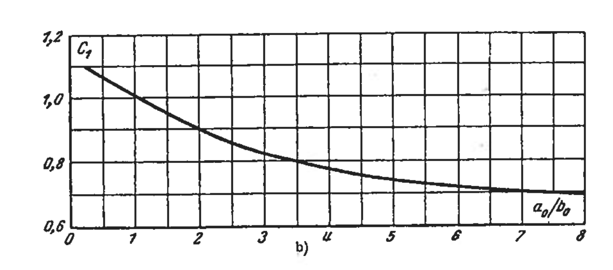
$D_H = 4 F_0/\Pi_0$; Π_0 = périmètre.

$\frac{l_0}{b_0}$	ζ_M			
	$b_k/b_0 = 0{,}5$	$b_k/b_0 = 0{,}73$	$b_k/b_0 = 1{,}0$	$b_k/b_0 = 2{,}0$
0	7,9	4,5	3,6	3,9
0,2	6,9	3,6	2,5	2,4
0,4	6,1	2,9	1,8	1,5
0,6	5,4	2,5	1,4	1,0
0,8	4,7	2,4	1,3	0,8
1,0	4,3	2,3	1,2	0,7
1,2	4,2	2,3	1,2	0,7
1,4	4,3	2,3	1,3	0,6
1,8	4,6	2,6	1,5	0,6
2,0	4,8	2,7	1,6	0,6
2,4	5,3	3,2	2,3	0,7



a)

a_0/b_0	C_1
0,25	1,10
0,50	1,07
0,75	1,04
1,0	1,00
1,5	0,95
2,0	0,90
3,0	0,83
4,0	0,78
5,0	0,75
6,0	0,72
7,0	0,71
8,0	0,70



b)

Coude en forme de Π (180°) avec rétrécissement de la section de sortie ($F_1/F_0 = b_1/b_0 = 0,5$)	Chapitre VI
	Diagramme 6.22

1) Parois lisses ($\Delta = 0$), Re quelconque ($\mathrm{Re} = w_0 D_H/\nu$), et $l_0/b_0 < 1$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : ζ_M est déterminé d'après les courbes $\zeta_M = f(a_0/b_0)$ sur le graphique *a*)

C_1 est déterminé approximativement d'après le graphique b) du diagramme 6.21

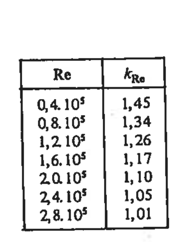
$\zeta_f = \lambda(1 + l_0/b_0)$; pour $\lambda \simeq 0,02$, $\zeta_f = 0,02 + 0,02\ l_0/b_0$

2) Parois lisses ($\Delta = 0$), $\mathrm{Re} < 2.10^5$ et $l_0/b_0 \geqslant 1$:

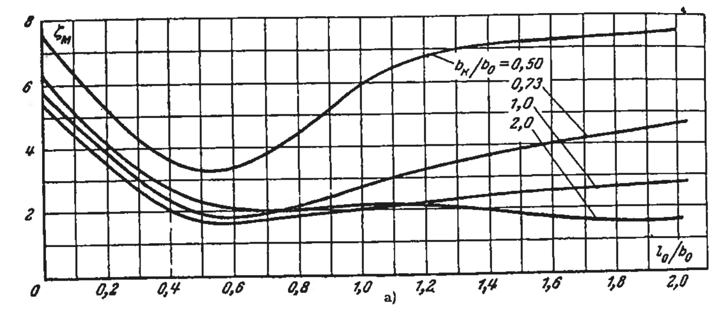
$$\zeta = k_{\mathrm{Re}}\, C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : k_{Re} est déterminé suivant la courbe $k_{\mathrm{Re}} = f(\mathrm{Re})$ sur le graphique *b*)

$D_H = 4\,F_0/\Pi_0$; Π_0 = périmètre



Re	k_{Re}
$0,4.10^5$	1,45
$0,8.10^5$	1,34
$1,2.10^5$	1,26
$1,6.10^5$	1,17
$2,0.10^5$	1,10
$2,4.10^5$	1,05
$2,8.10^5$	1,01



a)

3) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) (approximativement) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_{\mathrm{Re}}\, k_\Delta\, C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : k_Δ et k_{Re} sont connus d'après les expressions suivantes :

(a) $k_{\mathrm{Re}} = 1$ pour toutes les valeurs de Re et $l_0/b_0 < 1$

(b) k_{Re} est déterminé suivant le graphique *b*) pour $\mathrm{Re} < 2.10^5$ et $l_0/b_0 > 1$

(c) $k_\Delta = 1$ pour $\mathrm{Re} < 4.10^4$

(d) $k_\Delta = 1 + 0,5.10^3\,\bar{\Delta}$ pour $\mathrm{Re} > 4.10^4$ et $0 < \bar{\Delta} < 0,001$

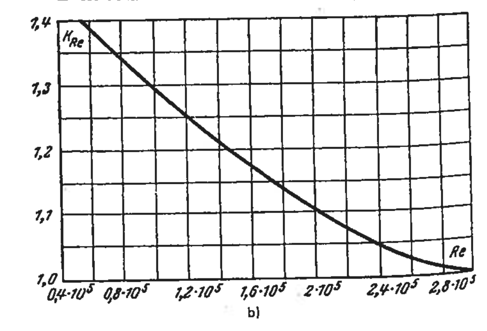
(e) $k_\Delta \simeq 1,5$ pour $\mathrm{Re} > 4.10^4$ et $\bar{\Delta} > 0,001$

λ est déterminé suivant les diagrammes 2.2 à 2.5

ν est donné dans § 1.3, *b*)

Δ est donné dans le tableau 2.1 ; $\bar{\Delta} = \Delta/D_H$

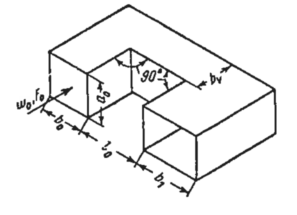
$\frac{l_0}{b_0}$	ζ_M $b_k/b_0 = 0,5$	ζ_M $b_k/b_0 = 0,73$	ζ_M $b_k/b_0 = 1,0$	ζ_M $b_k/b_0 = 2,0$
0	7,5	5,8	5,5	6,3
0,2	5,2	3,8	3,5	4,2
0,4	3,6	2,4	2,1	2,7
0,6	3,4	1,9	1,7	2,1
0,8	4,5	2,2	1,9	2,1
1,0	6,0	2,7	2,1	2,2
1,2	6,7	3,3	2,3	2,2
1,4	7,1	3,7	2,4	2,0
1,6	7,3	4,0	2,6	2,0
1,8	7,5	4,3	2,7	1,8
2,0	7,6	4,7	2,7	1,6



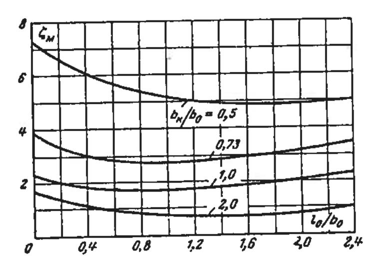
b)

Coude en forme de Π (180°) avec élargissement de la section de sortie ($F_1/F_0 = b_1/b_0 = 1,4$)	Chapitre VI
	Diagramme 6.23

l_0/b_0	ζ_M $b_k/b_0 = 0,5$	ζ_M $b_k/b_0 = 0,73$	ζ_M $b_k/b_0 = 1,0$	ζ_M $b_k/b_0 = 2,0$
0,0	7,3	3,9	2,3	1,7
0,2	6,6	3,3	2,1	1,4
0,4	6,1	3,0	1,9	1,2
0,6	5,7	2,9	1,8	1,0
0,8	5,4	2,8	1,7	0,9
1,0	5,2	2,8	1,7	0,8
1,2	5,1	2,8	1,8	0,8
1,4	5,0	2,9	1,8	0,7
1,6	4,9	2,9	1,9	0,7
1,8	4,9	3,0	2,0	0,8
2,0	5,0	3,2	2,1	0,8



$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 = périmètre



1) Parois lisses ($\Delta = 0$) pour toutes valeurs de $\mathrm{Re} = \frac{w_0 D_H}{\nu}$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : ζ_M est déterminé suivant les courbes $\zeta_M = f\left(\frac{l_0}{b_0}\right)$ pour diverses valeurs de b_k/b_0

C_1 est déterminé approximativement suivant le graphique *b*) du diagramme 6.21

$$\zeta_f = \lambda\left(1 + \frac{l_0}{b_0}\right)$$

2) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) (approximativement) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : k_Δ est connu d'après les expressions suivantes :

(a) $k_\Delta = 1$ pour $\mathrm{Re} < 4.10^4$

(b) $k_\Delta = 1 + 0,5.10^3\,\bar{\Delta}$ pour $\mathrm{Re} > 4.10^4$ et $0 < \bar{\Delta} < 0,001$

(c) $k_\Delta \simeq 1,5$ pour $\mathrm{Re} > 4.10^4$ et $\bar{\Delta} > 0,001$

λ est déterminé suivant les diagrammes 2.2 à 2.5

ν est donné dans § 1.3, *b*)

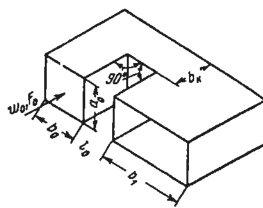
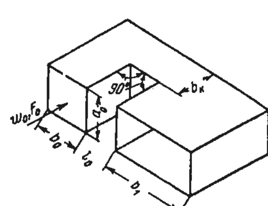
Δ est donné dans le tableau 2.1 ; $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_H}$

Coude en forme de Π (180°) avec élargissement de la section de sortie ($F_1/F_0 = b_1/b_0 = 2$)

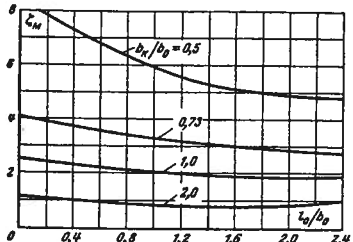
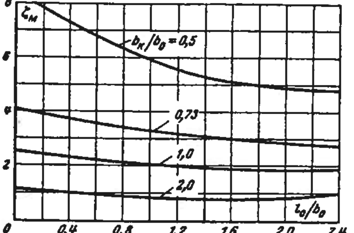
Chapitre VI

Diagramme 6.24

l_0/b_0	ζ_M			
	$b_k/b_0 = 0,5$	$b_k/b_0 = 0,73$	$b_k/b_0 = 1,0$	$b_k/b_0 = 2,0$
0,0	8,4	4,1	2,5	1,2
0,2	7,8	3,9	2,5	1,1
0,4	7,3	3,8	2,4	1,0
0,6	6,8	3,6	2,3	1,0
0,8	6,3	3,5	2,2	0,9
1,0	5,9	3,4	2,1	0,9
1,2	5,6	3,2	2,0	0,8
1,4	5,3	3,1	2,0	0,8
1,6	5,2	3,0	1,9	0,8
1,8	5,0	3,0	1,9	0,9
2,0	4,9	2,9	1,9	0,9

$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 = périmètre

1) Parois lisses ($\Delta = 0$) pour n'importe quelle valeur de $\mathrm{Re} = \frac{w_0 D_H}{\nu}$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : ζ_M est déterminé approximativement suivant les courbes $\zeta_M = f\left(\frac{l_0}{b_0}\right)$ pour diverses valeurs de b_k/b_0 ;

C_1 est déterminé suivant le graphique *b*) du diagramme 6.21

$$\zeta_f = \lambda \left(1 + \frac{l_0}{b_0}\right)$$

2) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) (approximativement) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : k_Δ est connu d'après les expressions suivantes :

(a) $k_\Delta = 1$ pour $\mathrm{Re} < 4.10^4$

(b) $k_\Delta = 1 + 0,5.10^3\, \bar{\Delta}$ pour $\mathrm{Re} > 4.10^4$ et $0 < \bar{\Delta} < 0,001$

(c) $k_\Delta = 1,5$ pour $\mathrm{Re} > 4.10^4$ et $\bar{\Delta} > 0,001$

λ est déterminé suivant les diagrammes 2.2 à 2.5

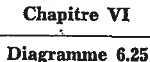
ν est donné dans § 1.3, *b*)

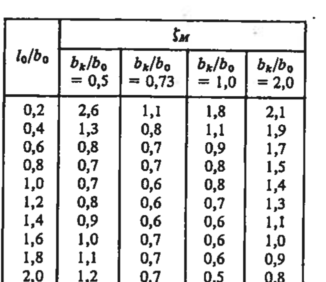
Δ est donné dans le tableau 2.1; $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_H}$

Coude en forme de ⌒ (180°) avec rétrécissement de la section de sortie ($F_1/F_0 = b_1/b_0 = 0,5$)

Chapitre VI

Diagramme 6.25

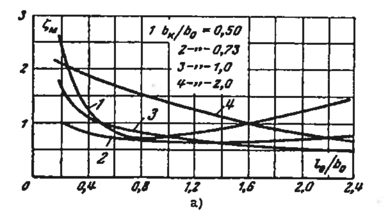




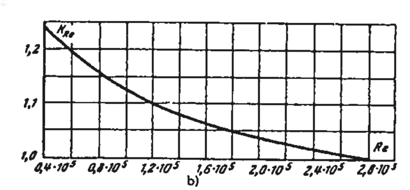
l_0/b_0	ζ_M			
	$b_k/b_0 = 0,5$	$b_k/b_0 = 0,73$	$b_k/b_0 = 1,0$	$b_k/b_0 = 2,0$
0,2	2,6	1,1	1,8	2,1
0,4	1,3	0,8	1,1	1,9
0,6	0,8	0,7	0,9	1,7
0,8	0,7	0,7	0,8	1,5
1,0	0,7	0,6	0,8	1,4
1,2	0,8	0,6	0,7	1,3
1,4	0,9	0,6	0,6	1,1
1,6	1,0	0,7	0,6	1,0
1,8	1,1	0,7	0,6	0,9
2,0	1,2	0,7	0,5	0,8

$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 = périmètre

Re	k_{Re}
$0,4.10^5$	1,24
$0,8.10^5$	1,16
$1,2.10^5$	1,11
$1,6.10^5$	1,07
$2,0.10^5$	1,04
$2,4.10^5$	1,02
$2,8.10^5$	1,0



a)



b)

1) Parois lisses ($\Delta = 0$) pour toutes les valeurs de $\mathrm{Re} = \frac{w_0 D_H}{\nu}$ et $\frac{l_0}{b_0} > 0,3$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : ζ_M est déterminé suivant la courbe $\zeta_M = f\left(\frac{l_0}{b_0}\right)$ sur le graphique *a*)

C_1 est déterminé suivant le graphique *b*) du diagramme 6.21

$$\zeta_f = \lambda \left(1 + \frac{l_0}{b_0}\right)$$

2) Parois lisses ($\Delta = 0$) pour $\mathrm{Re} < 2.10^5$ et $\frac{l_0}{b_0} \leqslant 0,3$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_{\mathrm{Re}} C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : k_{Re} est déterminé approximativement suivant la courbe $k_{\mathrm{Re}} = f(\mathrm{Re})$ du graphique *b*)

λ est déterminé suivant les diagrammes 2.2 à 2.5

ν est donné dans § 1.3, *b*)

Δ est donné dans le tableau 2.1 ; $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_H}$

3) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) (approximativement) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta k_{\mathrm{Re}} C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : k_Δ et k_{Re} sont connus d'après les expressions suivantes :

(a) $k_{\mathrm{Re}} = 1$ pour toutes les valeurs de Re et $\frac{l_0}{b_0} > 0,3$

(b) k_{Re} est déterminé suivant le graphique *b*) pour $\mathrm{Re} < 2.10^5$ et $\frac{l_0}{b_0} \leqslant 0,3$

(c) $k_\Delta = 1$ pour $\mathrm{Re} < 4.10^4$

(d) $k_\Delta = 1 + 0,5.10^3\, \bar{\Delta}$ pour $\mathrm{Re} > 4.10^4$ et $0 < \bar{\Delta} < 0,001$

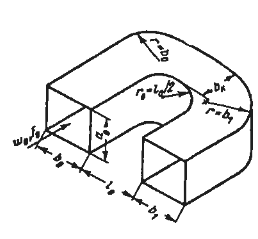
(e) $k_\Delta \simeq 1,5$ pour $\mathrm{Re} > 4.10^4$ et $\bar{\Delta} > 0,001$

Coude en forme de ⌒ (180°) avec des sections identiques à l'entrée et à la sortie ($F_1/F_0 = b_1/b_0 = 1$)

Chapitre VI

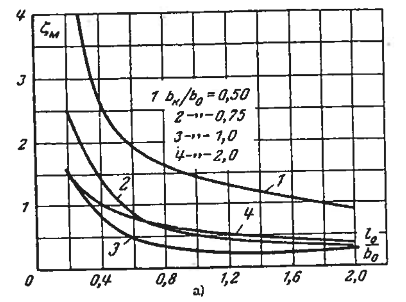
Diagramme 6.26

l_0/b_0	ζ_M			
	$b_k/b_0 = 0,5$	$b_k/b_0 = 0,75$	$b_k/b_0 = 1,0$	$b_k/b_0 = 2,0$
0,2	4,5	2,5	1,6	1,6
0,4	2,6	1,5	0,9	1,0
0,6	1,9	0,9	0,5	0,8
0,8	1,7	0,7	0,3	0,7
1,0	1,5	0,5	0,3	0,6
1,2	1,3	0,5	0,3	0,5
1,4	1,2	0,4	0,2	0,5
1,6	1,1	0,4	0,2	0,4
1,8	1,0	0,4	0,2	0,4
2,0	0,9	0,3	0,3	0,4

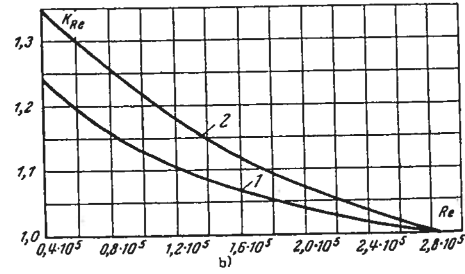


$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 = périmètre

Re	k_{Re}	
	$b_1/b_0 = 1,0$; $l_0/b_0 \leqslant 0,3$	$b_1/b_0 = 1,0$; $l_0/b_0 > 0,3$
$0,4.10^5$	1,24	1,35
$0,8.10^5$	1,16	1,25
$1,2.10^5$	1,11	1,18
$1,6.10^5$	1,07	1,12
$2,0.10^5$	1,04	1,07
$2,4.10^5$	1,02	1,04
$2,8.10^5$	1,0	1,0



a)



b)

1) Parois lisses ($\Delta = 0$) pour $\mathrm{Re} = \frac{w_0 D_H}{\nu} \geqslant 2.10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : ζ_M est déterminé d'après les courbes $\zeta_M = f\left(\frac{l_0}{b_0}\right)$ du graphique *a*)

C_1 est déterminé approximativement suivant le graphique *b*) du diagramme 6.21

$$\zeta_f = \lambda \left(1 + \frac{l_0}{b_0}\right)$$

2) Parois lisses ($\Delta = 0$) et rugueuses ($\bar{\Delta} > 0$) pour une valeur quelconque de Re :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta \, k_{Re} \, C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : k_Δ et k_{Re} sont connus d'après les expressions suivantes (approximativement) :

(a) $k_{Re} = 1$ pour $\mathrm{Re} > 2.10^5$

(b) k_{Re} est exprimé par la courbe 1 du graphique *b*) pour $\mathrm{Re} < 2.10^5$ et $\frac{l_0}{b_0} \leqslant 0,3$

(c) k_{Re} est exprimé par la courbe 2 du graphique *b*) pour $\mathrm{Re} < 2.10^5$ et $\frac{l_0}{b_0} > 0,3$

(d) $k_\Delta = 1$ pour $\mathrm{Re} < 4.10^4$

(e) $k_\Delta = 1 + 0,5.10^3 \, \bar{\Delta}$ pour $\mathrm{Re} > 4.10^4$ et $0 < \bar{\Delta} < 0,001$

(f) $k_\Delta \simeq 1,5$ pour $\mathrm{Re} > 4.10^4$ et $\bar{\Delta} > 0,001$

λ est déterminé d'après les diagrammes 2.2 à 2.5

ν est donné dans 1.3, *b*)

Δ est donné dans le tableau 2.1 ; $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_H}$

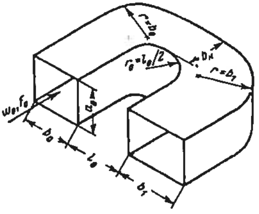
Coude en forme de ⌒ (180°) avec élargissement de la section de sortie ($F_1/F_0 = b_1/b_0 = 1,4$)

Chapitre VI

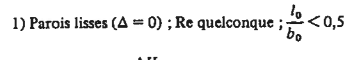
Diagramme 6.27

l_0/b_0	ζ_M			
	$b_k/b_0 = 0,5$	$b_k/b_0 = 0,75$	$b_k/b_0 = 1,0$	$b_k/b_0 = 2,0$
0,2	4,2	2,8	1,9	1,2
0,4	3,1	1,8	1,3	0,9
0,6	2,5	1,4	0,9	0,8
0,8	2,2	1,1	0,7	0,7
1,0	2,0	0,9	0,5	0,6
1,2	1,9	0,8	0,4	0,5
1,4	1,9	0,8	0,3	0,4
1,6	1,8	0,7	0,3	0,4
1,8	1,8	0,7	0,2	0,4
2,0	1,8	0,7	0,2	0,4

Re	k_{Re}
$0,4.10^5$	1,24
$0,8.10^5$	1,16
$1,2.10^5$	1,11
$1,6.10^5$	1,07
$2,0.10^5$	1,04
$2,4.10^5$	1,02
$2,8.10^5$	1,0



$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 = périmètre



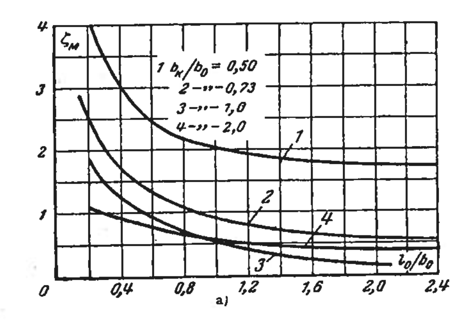
1) Parois lisses ($\Delta = 0$) ; Re quelconque ; $\frac{l_0}{b_0} < 0,5$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : ζ_M est déterminé suivant les courbes $\zeta_M = f\left(\frac{l_0}{b_0}\right)$ sur le graphique *a*)

C_1 est déterminé suivant le graphique *b*) du diagramme 6.21

$$\zeta_f = \lambda \left(1 + \frac{l_0}{b_0}\right)$$

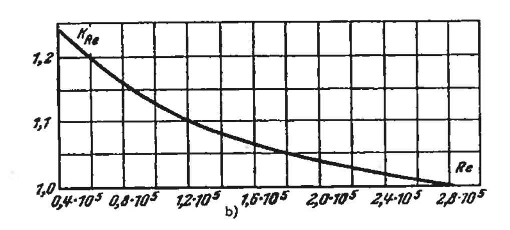


a)

2) Parois lisses ($\Delta = 0$), pour $\mathrm{Re} < 2.10^5$ et $\frac{l_0}{b_0} \geqslant 0,5$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_{Re} \, C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où k_{Re} est déterminé approximativement d'après la courbe $k_{Re} = f(\mathrm{Re})$ sur le graphique *b*.



b)

3) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) (approximativement)

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta k_{Re} C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où k_{Re} et k_Δ sont connus à l'aide des expressions suivantes :

(a) $k_{Re} = 1$ pour toutes les valeurs de Re et $\frac{l_0}{b_0} < 0,5$

(b) k_{Re} est déterminé suivant le graphique *b*) pour $\mathrm{Re} < 2.10^5$ et $\frac{l_0}{b_0} > 0,5$

(c) $k_\Delta = 1$ pour $\mathrm{Re} < 4.10^4$

(d) $k_\Delta = 1 + 0,5.10^3 \, \bar{\Delta}$ pour $\mathrm{Re} > 4.10^4$ et $0 < \bar{\Delta} < 0,001$

(e) $k_\Delta \simeq 1,5$ pour $\mathrm{Re} > 4.10^4$ et $\bar{\Delta} > 0,001$

λ est déterminé d'après les diagrammes 2.2 à 2.5

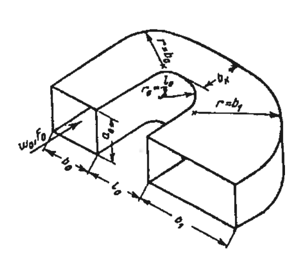
ν est donné dans § 1.3, *b*)

Δ est donné dans le tableau 2.1 ; $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_H}$

Coude en forme de ⌒ (180°) avec élargissement de la section de sortie ($F_1/F_0 = b_1/b_0 = 2$). $Re = w_0 D_H/\nu \geqslant 10^4$

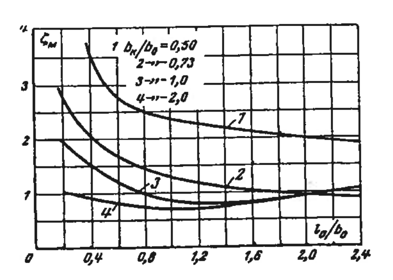
Chapitre VI

Diagramme 6.28



$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 = périmètre

l_0/b_0	ζ_M			
	$b_k/b_0 = 0{,}5$	$b_k/b_0 = 0{,}73$	$b_k/b_0 = 1{,}0$	$b_k/b_0 = 2{,}0$
0,2	6,0	2,9	2,0	1,0
0,4	3,5	2,1	1,6	0,9
0,6	2,8	1,7	1,2	0,8
0,8	2,5	1,5	1,0	0,7
1,0	2,4	1,3	0,9	0,7
1,2	2,3	1,2	0,8	0,7
1,4	2,2	1,1	0,8	0,7
1,6	2,1	1,0	0,8	0,8
1,8	2,1	1,0	0,9	0,9
2,0	2,0	0,9	0,9	0,9



1) Parois lisses ($\Delta = 0$) pour toutes les valeurs de Re

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : ζ_M est déterminé suivant les courbes $\zeta_M = f\left(\frac{l_0}{b_0}\right)$ pour diverses valeurs de b_k/b_0

C_1 est déterminé approximativement suivant le graphique *b*) du diagramme 6.21 ;

$$\zeta_f = \lambda \left(1 + \frac{l_0}{b_0}\right)$$

2) Parois rugueuses ($\Delta > 0$) (approximativement)

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_\Delta C_1 \zeta_M + \zeta_f$$

où : k_Δ est connu à l'aide des expressions suivantes :

(a) $k_\Delta = 1$ pour Re < 4.10⁴ ;

(b) $k_\Delta = 1 + 0{,}5.10^3\,\bar{\Delta}$ pour $Re > 4.10^4$ et $0 < \bar{\Delta} < 0{,}001$;

(c) $k_\Delta \simeq 1{,}5$ pour $Re > 4.10^4$ et $\bar{\Delta} > 0{,}001$:

λ est déterminé d'après les diagrammes 2.2 à 2.5

ν est donné dans § 1.3, *b*) ;

Δ est donné dans le tableau 2.1 ; $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_H}$

Coudes assemblés en tôle galvanisée avec $R_0/D_0 = 1$; $D_0 = 100$ mm ; $w_0 D_0/\nu \geqslant 1{,}5 \cdot 10^6$

Chapitre VI

Diagramme 6.29

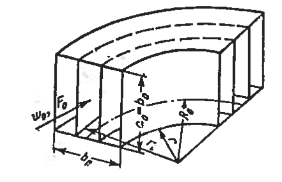
Caractéristiques du coude	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Coude à parois parallèles $\delta' = 45°$		0,60
Coude à parois parallèles $\delta = 90°$		0,92
Coude en S $2\delta = 2 \times 90°$		2,16
Coude en S (entrée et sortie dans 2 plans différents) $\delta + \delta' = 90° + 45°$		1,50
Coude en S (entrée et sortie dans 2 plans différents) $2\delta = 2 \times 90°$		1,60
Coude sinueux $4\delta' = 4 \times 45°$		2,65

Coudes ondulés en tôle galvanisée avec $R_0/D_0 = 0{,}7$; $D_0 = 100$ mm ; $w_0 D_0/\nu \geqslant 1{,}5 \cdot 10^5$	Chapitre VI Diagramme 6.30

Caractéristiques du coude	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Coude à parois parallèles $\delta' = 45°$		0,53
Coude à parois parallèles $2\delta' = 2 \times 45°$		0,82
Coude à parois parallèles $\delta = 90°$		1,33
Coude en S $2\delta' = 2 \times 45°$		1,00
Coude en S $2\delta = 2 \times 90°$		3,30
Coude en S (entrée et sortie dans 2 plans différents) $\delta + \delta' = 90° + 45°$		1,94
Coude en S (entrée et sortie dans 2 plans différents) $\delta = 2 \times 90°$		2,56
Coude sinueux $4\delta' = 4 \times 45°$		2,38

Coude de 90° à parois concentrique avec aubes directrices concentriques $Re = w_0 b_0/\nu \geqslant 10^4$	Chapitre VI Diagramme 6.31

R_0/b_0	ζ_M
0,5	0,24
0,6	0,15
0,7	0,12
0,8	0,10
0,9	0,09
1,0	0,08
1,1	0,07
1,3	0,06
1,5	0,07



$$\frac{r}{b_0} = \frac{R_0}{b_0} - 0{,}5 \ ;$$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \zeta_f$$

où : ζ_M est déterminé d'après la courbe $\zeta_M = f\left(\frac{R_0}{b_0}\right)$

ou d'après la formule approchée

$$\zeta_M = \left(0{,}46\frac{R_0}{b_0} - 0{,}04\right)\zeta_{ord}$$

$$\zeta_f = 1{,}57\frac{R_0}{b_0}\lambda \text{ ; pour } \lambda \simeq 0{,}02 \quad \zeta_f = 0{,}031\frac{R_0}{b_0}$$

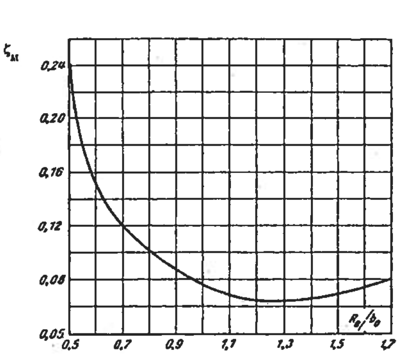
ζ_{ord} est le ζ du coude ordinaire sans aubes ; voir les données du diagramme 6.1

λ est déterminé d'après les diagrammes 2.2 à 2.5

ν est donné dans § 1.3, *b*)

La distance entre les aubes est déterminée d'après la formule :

$$r_i = 1{,}26\, r_{i-1} + 0{,}07\, b_0$$



Coude de 90° à section rectangulaire, pour diverses valeurs de r/b_0, avec aubes directrices profilées*
Re $= w_0 b_0/\nu \geqslant 10^4$

Chapitre VI

Diagramme 6.32

$r_0 = r_1 = r$

$t_1 = r\sqrt{2}$

1) Nombre normal d'aubes

$$n_{norm} = 2{,}13\left(\frac{r}{b_0}\right)^{-1} - 1 = 2{,}13\frac{S}{t_1} - 1$$

2) Nombre réduit (le plus avantageux) d'aubes :

$$n_{av} \simeq 1{,}4\left(\frac{r}{b_0}\right)^{-1} = 1{,}4\frac{S}{t_1}$$

3) Nombre minimal d'aubes

$$n_{min} \simeq 0{,}9\left(\frac{r}{b_0}\right)^{-1} = 0{,}9\frac{S}{t_1}$$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \zeta_f$$

où : ζ_M est déterminé d'après la courbe $\zeta = f\left(\frac{r}{b_0}\right)$

$$\zeta_f = \lambda\left(1 + 1{,}57\frac{r}{b_0}\right) \text{ ; pour } \lambda \simeq 0{,}02$$

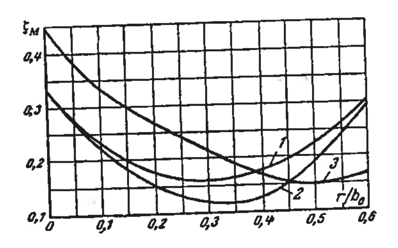
$$\zeta_f = 0{,}02 + 0{,}031\frac{r}{b_0}$$

λ est déterminé suivant les diagrammes 2.2 à 2.5

ν est donné dans § 1.3, *b*)

Δ est donné dans le tableau 2.1

r/b_0	ζ_M		
	n_{norm} 1)	n_{av} 2)	n_{min} 3)
0	0,33	0,33	0,45
0,1	0,23	0,23	0,33
0,2	0,17	0,15	0,27
0,3	0,16	0,11	0,22
0,4	0,17	0,13	0,17
0,5	0,22	0,19	0,15
0,6	0,31	0,30	0,17

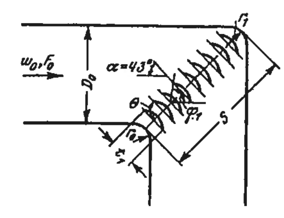


(*) Pour la disposition et l'installation des aubes, voir § 6.2, 33 et 36.

Coude de 90° à section rectangulaire pour diverses valeurs de r/b_0, avec aubes directrices minces ($\varphi_1 = 90°$)*

Chapitre VI

Diagramme 6.33



$r_0 = r_1 = r$

$t_1 = r\sqrt{2}$

1) Nombre normal d'aubes

$$n_{norm} = 2{,}13\left(\frac{r}{b_0}\right)^{-1} - 1 = 2{,}13\frac{S}{t_1} - 1$$

2) Nombre réduit (le plus avantageux) d'aubes :

$$n_{av} \simeq 1{,}4\cdot\left(\frac{r}{b_0}\right)^{-1} = 1{,}4\frac{S}{t_1}$$

3) Nombre minimal d'aubes :

$$n_{min} \simeq 0{,}9\left(\frac{r}{b_0}\right)^{-1} = 0{,}9\frac{S}{t_1}$$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \zeta_f$$

où : ζ_M est déterminé suivant les courbes $\zeta_M = f\left(\frac{r}{b_0}\right)$ (approximativement)

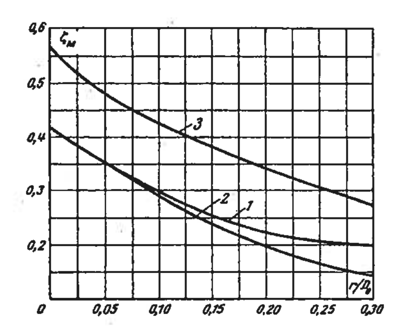
$$\zeta_f = \left(1 + 1{,}57\frac{r}{b_0}\right)\lambda \text{ ; pour } \lambda \cong 0{,}02,$$

$$\zeta_f = 0{,}02 + 0{,}031\frac{r}{b_0} \text{ ;}$$

λ est déterminé suivant le diagramme 2.2 à 2.5

ν est donné dans § 1.3, *b*).

r/b_0	ζ_M		
	n_{norm} 1)	n_{av} 2)	n_{min} 3)
0	0,42	0,42	0,57
0,05	0,35	0,35	0,48
0,10	0,30	0,30	0,43
0,15	0,26	0,24	0,39
0,20	0,23	0,20	0,35
0,25	0,21	0,17	0,31
0,35	0,20	0,14	0,28



(*) Pour la disposition des aubes, voir § 6.2, 36.

Coude de 90° à section rectangulaire à aubes* directrices minces ($\varphi_1 = 95°$) dans diverses conditions $Re = w_0 b_0/\nu \geqslant 10^4$

Chapitre VI

Diagramme 6.34

N°	Caractéristiques du coude	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
1	Paroi intérieure à angles vifs, $\alpha = 45°$; nombre normal d'aubes établi d'après la formule : $n = 2{,}13\frac{S}{t_1} - 1$		$\zeta = 0{,}45 + \lambda$ Pour $\lambda \simeq 0{,}02$ $\zeta = 0{,}47$ λ est déterminé suivant les diagrammes 2,2 à 2,5
2	De même que dans le cas 1, mais $\alpha = 50°$		$\zeta = 0{,}40 + \lambda$ Pour $\lambda \simeq 0{,}02$ $\zeta = 0{,}42$
3	De même que dans le cas 1, mais avec un nombre réduit d'aubes (le plus avantageux), établi d'après la formule : $n \simeq 1{,}4\frac{S}{t_1}$		$\zeta = 0{,}36 + \lambda$ Pour $\lambda \simeq 0{,}02$ $\zeta = 0{,}08$
4	De même que dans le cas 1, mais avec la paroi intérieure à pans coupés ($t_1 = 0{,}25\,b_0$)		$\zeta = 0{,}32 + 1{,}28\,\lambda$ Pour $\lambda \simeq 0{,}02$ $\zeta = 0{,}35$
5	Coude avec élargissement ($F_1/F_0 = 1{,}35$) $r/b_0 = 0{,}18$; $\alpha \cong 53°$ Nombre normal d'aubes $n = 2{,}13\frac{S}{t_1} - 1$		$\zeta = 0{,}40 + 1{,}28\,\lambda$ Pour $\lambda \simeq 0{,}02$ $\zeta = 0{,}43$
6	De même que dans le cas 5, mais avec un nombre réduit d'aubes (le plus avantageux) : $n \cong 0{,}9\frac{S}{t_1}$		$\zeta = 0{,}60 + 1{,}28\,\lambda$ Pour $\lambda \simeq 0{,}02$ $\zeta = 0{,}63$

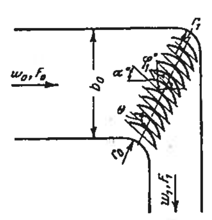
(*) Pour la disposition des aubes, voir § 6.2, 36.

Coude de 90° ($r_0/b_0 = 0{,}2$) à section rectangulaire pour $F_1/F_0 = 0{,}5$, avec aubes directrices minces ($\varphi_1 = 103°$) $Re = w_0 b_0/\nu > 10^4$

Chapitre VI

Diagramme 6.35

θ°	ζ_M
106	0,52
108	0,46
110	0,43
112	0,42
114	0,44
116	0,48
118	0,52



$r_0 = r_1 = r$

Nombre d'aubes le plus avantageux :

$n_{av} = 11$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \zeta_f$$

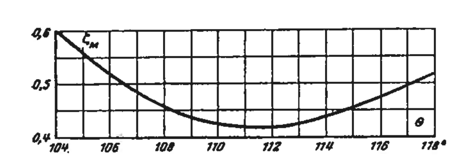
ζ_M est déterminé suivant la courbe $\zeta_M = f(\Theta°)$

$\zeta_f = \lambda\left(1 + 1{,}57\frac{r}{b_0}\right)$; pour $\lambda \simeq 0{,}02$

$\zeta_f = 0{,}02 + 0{,}031\frac{r}{b_0}$

λ est déterminé d'après les diagrammes 2.2 à 2.5

ν est donné dans § 1.3, b).



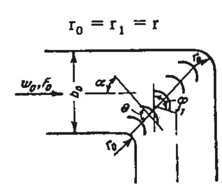
Coude de 90° ($r_0/b_0 = 0{,}2$) à section rectangulaire pour $F_1/F_0 = 1$, avec aubes directrices minces ($\varphi_1 = 107°$) $Re = w_0 b_0/\nu > 10^4$

Chapitre VI

Diagramme 6.36

θ°	ζ_M
82	0,50
84	0,30
86	0,22
88	0,17
90	0,14
92	0,12
94	0,11
96	0,12
98	0,14

$r_0 = r_1 = r$



Nombre d'aubes le plus avantageux :

$n_{av} = 5$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \zeta_f$$

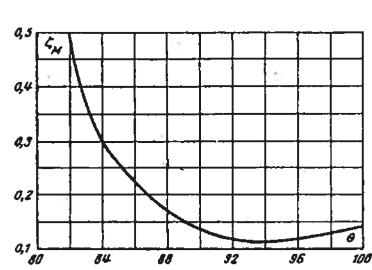
ζ_M est déterminé suivant la courbe $\zeta_M = f(\Theta°)$

$\zeta_f = \lambda\left(1 + 1{,}57\frac{r}{b_0}\right)$ pour $\lambda \cong 0{,}02$

$\zeta_f = 0{,}02 + 0{,}031\frac{r}{b_0}$

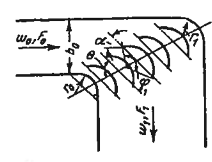
λ est déterminé d'après les diagrammes 2.2 à 2.5

ν est donné dans § 1.3, b).



Coude de 90° à section rectangulaire pour $F_1/F_0 = 2$, avec aubes directrices minces $\mathrm{Re} = w_0 b_0/\nu > 10^4$	Chapitre VI Diagramme 6.37

$\theta°$	ζ		
	1 $r/b_0 = 0,2$ $\varphi_1 = 154°$ $n = 5$	2 $r/b_0 = 0,5$ $\varphi_1 = 138°$ $n = 2$	3 $r/b_0 = 1,0$ $\varphi_1 \doteq 90°$ $n = 5$
68	0,39	0,32	0,40
70	0,36	0,29	0,26
72	0,34	0,27	0,21
74	0,33	0,26	0,21
76	0,34	0,26	0,25
78	0,37	0,25	0,32
80	0,40	0,25	0,52
82	0,44	0,25	0,67



$r_0 = r_1 = r$

Nombre d'aubes le plus avantageux :

$$n_{av} = 2 \text{ à } 5$$

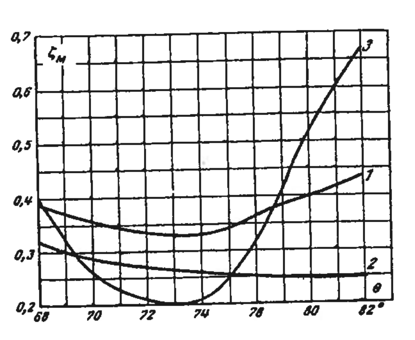
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \zeta_f$$

ζ_M est déterminé suivant la courbe $\zeta_M = f(\theta°)$

$$\zeta_f = \lambda\left(1 + 1,57\frac{r}{b_0}\right)$$

λ est déterminé d'après les diagrammes 2.2 à 2.5

ν est donné dans § 1.3, *b*).



Coudes de 90° à section circulaire avec aubes* directrices profilées $\mathrm{Re} = w_0 b_0/\nu > 10^4$	Chapitre VI Diagramme 6.38

N°	Caractéristiques du coude	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
1	Coude continu $(r/D_0 = 0,18)$; Nombre normal d'aubes : $n = \frac{3D_0}{t_1} - 1$		$\zeta = 0,23 + 1,28\,\lambda$ pour $\lambda = 0,02$ $\zeta = 0,26$ λ est déterminé suivant les diagrammes 2.2 à 2.5
2	Coude continu $(r/D_0 = 0,18)$ Nombre normal d'aubes : $n = \frac{2D_0}{t_1}$ les aubes sont installées suivant une progression arithmétique : $\frac{a_{n+1}}{a_1} = 2$		$\zeta = 0,15 + 1,28\,\lambda$ pour $\lambda = 0,02$ $\zeta = 0,18$
3	Coude à bords coupés $(t_1/D_0 = 0,25)$ Nombre normal d'aubes : $n = \frac{3D_0}{t_1} - 1$		$\zeta = 0,30 + 1,28\,\lambda$ pour $\lambda \simeq 0,02$ $\zeta = 0,33$
4	Coude à bords coupés $(t_1/D_0 = 0,25)$ Nombre réduit d'aubes : $n = \frac{2D_0}{t_1}$ les aubes sont régulièrement installées suivant une progression arithmétique : $\frac{a_{n+1}}{a_1} = 2$		$\zeta = 0,23 + 1,28\,\lambda$ pour $\lambda \simeq 0,02$ $\zeta = 0,26$
5	Coude à bords coupés $(t_1/D_0 = 0,25)$ Nombre réduit d'aubes (on supprime la première et la troisième à partir de la paroi extérieure)		$\zeta = 0,21 + 1,28\,\lambda$ pour $\lambda \cong 0,02$ $\zeta = 0,24$

(*) Pour la disposition et l'installation des aubes, voir § 6.2, 33 et 36.

CHAPITRE VII

RÉUNION ET SÉPARATION DES COURANTS

(Coefficients de perte de charge des branchements à 3 et 4 voies)

7.1. NOTATIONS PRINCIPALES

F_l, F_r, F_p – Aires de la section de la branche latérale, de la branche rectiligne et de la branche principale de la bifurcation, m^2 ;

D_l, D_r, D_p – Diamètres (ou côtés) de la section de la branche latérale, de la branche rectiligne et de la branche principale de la bifurcation, m ;

D_H – Diamètre hydraulique de la section, m ;

α – Angle de déviation, ou angle d'ouverture d'un diffuseur ;

w_l, w_r, w_p – Vitesses moyennes dans la branche latérale, la branche rectiligne et la branche principale de la bifurcation, m/s ;

Q_l, Q_r, Q_p – Débits volumiques à travers la branche latérale, la branche rectiligne, la branche principale de la bifurcation, m^3/s ;

ΔH – Pertes de pression (pertes de charge), kgp/m^2 ;

ΔH_l, ΔH_r – Pertes de pression (pertes de charge) dans la branche latérale et la branche rectiligne de la bifurcation, kgp/m^2 ;

ζ – Coefficient de perte de charge ;

ζ_l, ζ_r – Coefficient de perte de charge de la branche latérale de la bifurcation, rapporté à la vitesse dans cette branche, et coefficient de perte de charge de la branche rectiligne, rapporté à la vitesse dans cette branche ;

$\zeta_{p.l.}$, $\zeta_{p.r.}$ – Coefficients de perte de charge de la branche latérale et de la branche rectiligne, rapportés à la vitesse dans la branche principale.

7.2. EXPLICATIONS ET RECOMMANDATIONS

1. On étudie deux types principaux de bifurcations : d'abord celles où la somme des surfaces des sections des deux branches (branche latérale F_l et branche rectiligne F_r) est égale à la surface F_p de la branche principale :

$$F_l + F_r = F_p \text{ (fig. 7.1 } a \text{ et } b\text{).}$$

Ensuite, les bifurcations où la somme des branches secondaires est plus grande que la section de la branche principale :

$$F_l + F_r > F_p, \text{ pour } F_r = F_p \text{ (fig. 7.1 } c\text{)*.}$$

2. Géométriquement, chaque branchement se caractérise par l'angle de déviation α et par le rapport des aires des sections des deux branches secondaires (latérale et rectiligne) F_l/F_p, F_r/F_p, F_l/F_r. Les rapports des débits Q_l/Q_p et Q_r/Q_p et les rapports des vitesses correspondants w_l/w_p et w_r/w_p peuvent varier pour chaque branchement. Ils peuvent fonctionner, soit par aspiration (branchement d'apport), quand se produit la réunion des courants soit par refoulement (branchement de répartition) quand se produit la séparation du courant.

Les coefficients de perte de charge des branchements d'apport dépendent de tous les paramètres ci-dessus. Les coefficients de perte de charge des branchements de répartition de forme normale (sans courbure continue de la branche latérale et sans élargissement ou contraction des deux branches) dépendent pratiquement de l'angle de bifurcation α et des rapports des vitesses w_l/w_p et w_r/w_p.

Les coefficients de perte de charge des branchements à section rectangulaire dépendent pratiquement peu du rapport des côtés.

(*) En raison de données insuffisantes sur la perte de charge des branchements à 3 voies normalisés, ils ne sont pas considérés ici.

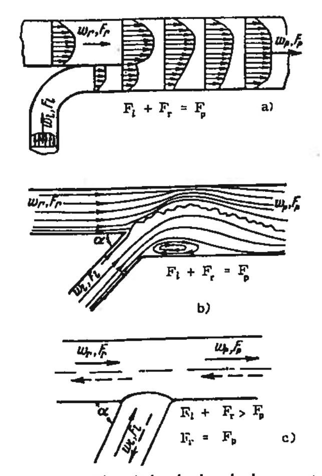


FIG. 7.1. — Schéma de la réunion de deux courants
a : Même direction des deux courants : $F_l + F_r = F_p$;
b : Réunion des courants avec un certain angle $F_l + F_r = F_p$;
c : Réunion avec un angle $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p$

3. Dans le cas de la réunion simple de deux courants ayant la même direction et se déplaçant à des vitesses différentes (fig. 7.1 *a*), il se produit le mélange turbulent habituel des écoulements (choc) s'accompagnant de pertes de pression bien définies. Au cours de ce mélange, il y a un échange des quantités de mouvement entre les particules ayant des vitesses différentes. Cet échange des quantités de mouvement produit ultérieurement l'égalisation du champ des vitesses dans le courant d'ensemble. Ainsi, la veine ayant la plus grande vitesse perd une partie de son énergie cinétique, la transmettant à la veine qui se déplace avec la plus faible vitesse.

Dans la veine la plus rapide, la différence de pression totale entre les sections, avant et après le mélange, a toujours une valeur positive élevée. Cette différence est d'autant plus grande qu'il se transmet plus d'énergie à la veine la moins rapide. Pour cette raison, le coefficient de perte de charge, rapport entre la différence des pressions totales définie ci-dessus et la pression dynamique moyenne dans la section donnée, est toujours aussi une grandeur positive.

La réserve d'énergie de la veine la moins rapide augmente au moment du mélange. Par conséquent, la différence des pressions totales et le coefficient de perte de charge correspondant de la branche dans laquelle la vitesse est la plus faible, peuvent avoir des valeurs négatives.

4. En pratique, les bifurcations sont en règle générale plus compliquées que dans la figure 7.1 *a* ; à savoir que l'une des branches secondaires est rattachée à la branche principale sur un côté (branche latérale), sous un certain angle α (fig. 7.1 *b* et *c*). Dans ce cas, aux pertes dans la bifurcation, s'ajoutent encore les pertes du courant. Ces pertes proviennent surtout du décollement de l'écoulement de la paroi intérieure, qui provoque la contraction de la veine au tournant, et son élargissement ensuite (fig. 7.1 *b*). La contraction de la veine et son élargissement se produisent dès la réunion des deux courants et, par conséquent, se font sentir sur les pertes non seulement dans la branche latérale, mais aussi dans la branche rectiligne.

5. Dans le cas où les branches n'ont pas une forme cylindrique, mais conique, s'ajoutent encore les pertes à l'élargissement du courant (pertes dans le diffuseur).

Dans le cas général, les pertes principales dans un branchement d'apport comprennent :

a) pertes par mélange turbulent des deux écoulements, qui ont des vitesses différentes (« choc ») ;
b) pertes au tournant de l'écoulement passant de la branche latérale à la branche principale ;
c) perte par élargissement de l'écoulement dans la partie divergente.

6. Le schéma de l'écoulement dans un branchement de répartition divisé en deux veines (la branche latérale et la branche rectiligne), varie en même temps que le rapport des vitesses w_l/w_r ou (ce qui revient au même), des débits Q_l/Q_r [7-15].

Si $Q_l < Q_r$, après que l'écoulement ait pénétré en tournant dans la branche latérale, il se forme une importante zone de tourbillons, bien plus que dans un coude simple. Y contribue aussi l'effet diffuseur, c'est-à-dire la formation d'un grand gradient positif de pression à la bifurcation, où la section augmente brusquement par rapport à la section de la branche. La présence d'un gradient de pression important provoque aussi le décollement partiel de l'écoulement de la paroi opposée appartenant à la branche rectiligne (fig. 7.2 *a*). Les deux zones de décollement entraînent une contraction locale de la veine autant dans la branche latérale que dans la branche rectiligne. Cette contraction est suivie ensuite d'un élargissement de la veine.

Si $Q_l \geqslant Q_r$, le courant se détache avec encore plus d'intensité de la paroi extérieure de la branche rectiligne. De plus, il se produit aussi un décollement de la paroi de la branche latérale après le tournant (fig. 7.2 *b*).

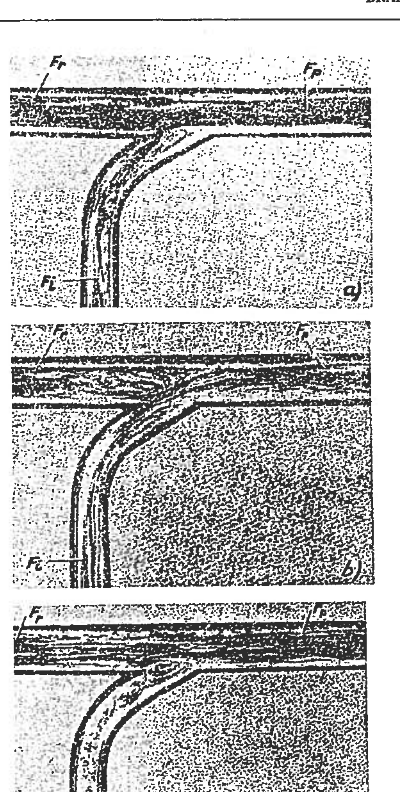


FIG. 7.2. — Spectres du courant dans des branchements de répartition
a : $Q_l < Q_r$; *b* : $Q_l \geqslant Q_r$; *c* : $Q_l = 0$

Si $Q_l = 0$, il se forme une zone de tourbillons à l'entrée de la branche latérale (fig. 7.2 *c*). Il en résulte une contraction passagère de la veine dans la branche rectiligne.

7. Les pertes dans un branchement de dérivation comprennent :

a) perte par choc dans l'élargissement brusque à l'endroit où l'écoulement se divise ;
b) perte au tournant dans la branche latérale, et en liaison avec celle-ci, perte par choc dans la branche rectiligne.

Pour certaines valeurs du rapport des débits Q_l/Q_p, le coefficient de perte de charge de la branche rectiligne peut être négatif, c'est-à-dire que dans cette branche il peut se produire un accroissement d'énergie. En effet, lorsque le courant se divise, une partie de la couche voisine de la paroi, qui s'écoule lentement, passe dans la branche latérale, et l'énergie de l'unité de volume du fluide qui se déplace dans la branche rectiligne est plus grande que dans la branche latérale. L'accroissement d'énergie dans la branche rectiligne s'accompagne d'une augmentation des pertes dans la branche latérale, de sorte que globalement le courant s'accompagne de pertes de charge résiduelles.

8. Les coefficients de perte de charge des branchements d'apport (écoulement de confluence) ayant une forme normale (sans courbure, élargissement ou contraction de la branche latérale ou de la branche rectiligne) peuvent être calculés à l'aide des formules établies par Levin [7-5 et 7-6] et plus tard sous une forme un peu différente, par Taliev [7-17]. Dans ces formules, on introduit des coefficients de correction qui découlent de la comparaison entre les calculs et les expériences menées par Levin [7-6], Kinne [7-22], Petermann [7-26], et Vogel [7-28].

a) *Branche latérale* (F_l, w_l, Q_l) :

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = A\left[1 + \left(\frac{w_l}{w_p}\right)^2 - 2\frac{F_r}{F_p}\left(\frac{w_r}{w_p}\right)^2 - 2\frac{F_l}{F_p}\left(\frac{w_l}{w_p}\right)^2 \cos\alpha\right] + K_l \quad (7.1)$$

ou :

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = A\left[1 + \left(\frac{Q_l}{Q_p}\cdot\frac{F_p}{F_l}\right)^2 - 2\frac{F_p}{F_r}\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - 2\frac{F_p}{F_l}\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 \cos\alpha\right] + K_l \quad (7.2)$$

Tableau 7.1

F_l/F_p	Valeurs de A	
	α = 0-60°	α = 90°
0-0,2		1,0
0,3-0,4		0,75
0,6	1,0	0,70
0,8		0,65
1,0		0,60

Pour les branchements du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p$, les valeurs de A sont données sur le tableau 7.1, et K_l est égal à zéro; pour les branchements du type $F_l + F_r = F_p$, A est égal à l'unité et les valeurs de K_l sont données sur le tableau 7.2.

Tableau 7.2

F_l/F_p	0,10		0,20		0,33		0,5	
α^0	K_l	K_r	K_l	K_r	K_l	K_r	K_l	K_r
15°	0	0	0	0	0	0,14	0	0,40
30°	0	0	0	0	0	0,17	0	0,35
45°	0	0,05	0	0,14	0	0,14	0	0,30
60°	0	0	0	0	0	0,10	0,10	0,25
90°	0	0	0,10	0	0,20	0	0,25	0

b) *Branche rectiligne à section constante* (F_r, w_r, Q_r).

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{w_r}{w_p}\right)^2 - 2\frac{F_r}{F_p}\left(\frac{w_r}{w_p}\right)^2 - 2\frac{F_l}{F_p}\left(\frac{w_l}{w_p}\right)^2 \cos\alpha + K_r \qquad (7.3)$$

ou :

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{F_p}{F_r}\right)^2 \left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - 2\frac{F_p}{F_r}\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - 2\frac{F_p}{F_l}\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 \cos\alpha + K_r \qquad (7.4)$$

Pour les branchements du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p$, K_r est égale à zéro; pour ceux du type $F_l + F_r = F_p$, les valeurs de K sont données dans le tableau 7.2.

c) *Branche de forme conique :*

Dans ce cas, on ajoute aux valeurs $\zeta_{p.r}$, prises suivant la formule (7.3) ou (7.4), le coefficient de perte de charge ζ_d de la partie divergente.

$$\zeta_d = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = \varphi_{\text{élarg}} \left(1 - \frac{1}{n_1}\right)^2 \times \left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 \left(\frac{F_p}{F_r}\right)^2 + \zeta_f \qquad (7.5)$$

où : $n_1 = F_r'/F_r = F_1/F_0$: rapport d'élargissement du tronçon conique (diffuseur) de la branche ;

$\varphi_{\text{élarg}}$: coefficient d'"intensité du choc" déterminé suivant les données des diagrammes 5.2 à 5.4 ;

ζ_f : coefficient de perte de charge par frottement du tronçon conique, déterminé d'après les données des mêmes diagrammes.

9. Les coefficients de perte de charge des branchements de répartition (séparation du courant) de forme normale peuvent être calculés suivant les formules suivantes, établies par Levin [7-7] et Taliev [7-17] dans lesquelles on introduit les coefficients de correction obtenus en comparant les résultats des calculs et ceux des expériences menées par Levin [7-7], Kinne [7-22], Petermann [7-26] et Vogel [7-28] :

a) *Branche latérale* (w_l, F_l, Q_l) :

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = A' \left[1 + \left(\frac{w_l}{w_p}\right)^2 - 2\frac{w_l}{w_p}\cos\alpha\right] - K_l' \left(\frac{w_l}{w_p}\right)^2 \qquad (7.6)$$

ou :

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = A' \left[1 + \left(\frac{Q_l}{Q_p} \cdot \frac{F_l}{F_p}\right)^2 - 2\frac{Q_l}{Q_p} \cdot \frac{F_p}{F_l}\cos\alpha\right] - K_l' \left(\frac{Q_l}{Q_p} \cdot \frac{F_p}{F_l}\right)^2 \qquad (7.7)$$

où d'après les données de Levin :

$$K_l' = \frac{1 - 2\mu}{\mu^2}\sin^2\alpha \;;$$

μ : coefficient de contraction de l'écoulement d'après Levin.

Pour les branchements du type $F_l + F_r > F_p$, $F_p = F_r$. K_l' est égal à zéro ; A' est égal à 1 pour $w_l/w_p \leqslant 0{,}8$ et égal à 0,9 pour $w_l/w_p > 0{,}8$.

Pour les branchements du type $F_l + F_r = F_p$, $A' = 1$ et les valeurs de K_l' sont données dans le tableau 7.3.

Tableau 7.3

$\alpha°$	15°	30°	45°	60°	90°
K_l'	0,04	0,16	0,36	0,64	1

b) *Branche rectiligne à section constante* (F_r, w_r, Q_r) :

Dans le cas des branchements du type

$$F_l + F_r > F_p \quad ; \quad F_r = F_p$$

(avec $w_r/w_p \leqslant 1$) :

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 0{,}4\left(1 - \frac{w_r}{w_p}\right)^2 \qquad (7.8)$$

dans le cas des branchements du type $F_l + F_r = F_p$, pour n'importe quelle valeur de w_r/w_p, $\zeta_{p.r.}$ est donné sur la courbe $\zeta_{p.r.} = f(w_r/w_p)$ sur le diagramme 7.23.

c) *Branche de forme conique :*

Dans ce cas, on ajoute aux valeurs $\zeta_{p.r}$, évaluées d'après la formule (7.8) ou le diagramme (7.23), le coefficient de perte de charge ζ_d (formule 7.5).

Les formules données dans le chapitre VII et les valeurs correspondantes des coefficients de perte de charge peuvent être utilisées pratiquement pour toutes les valeurs du nombre de Reynolds, à partir de

$$\mathrm{Re} = \frac{w_p D_H}{\nu} = 10^4 .$$

10. Puisque le coefficient de perte de charge des bifurcations de répartition de forme normale est indépendant du rapport des sections F_l/F_p et F_r/F_p, on peut obtenir des courbes générales en représentant graphiquement ces coefficients en fonction du rapport des vitesses w_l/w_p et w_r/w_p (et non du rapport des débits Q_l/Q_p et Q_r/Q_p). Pour cette raison, dans le chapitre VII, les courbes de perte de charge sont données pour certains cas sous forme des fonctions $\zeta_{p.l.} = f(w_l/w_p)$ et $\zeta_{p.r.} = f(w_r/w_p)$ quoique la majorité des courbes soient mises sous forme des fonctions

$$\zeta_{p.l.} = f\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right) \quad \text{et} \quad \zeta_{p.r.} = f\left(\frac{Q_r}{Q_p}\right).$$

11. Les coefficients de perte de charge des bifurcations sont rapportés souvent à la vitesse moyenne dans la branche correspondante. De cette façon, les coefficients de perte de charge sont exprimés par des coefficients rapportés à la vitesse dans la branche principale, respectivement :

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\frac{w_l}{w_p}\right)^2} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\frac{Q_l}{Q_p} \cdot \frac{F_p}{F_l}\right)^2} \qquad (7.9)$$

et :

$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(\frac{w_r}{w_p}\right)^2} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2\left(\frac{F_p}{F_r}\right)^2} \qquad (7.10)$$

12. La perte de charge de bifurcations de forme normale peut être sensiblement réduite si on arrondit un peu le raccord entre la branche latérale et la branche principale. Ainsi, pour les branchements d'apport, il faut arrondir l'angle autour duquel le courant tourne (r_1, fig. 7.3). Pour les branchements de répartition, on doit aussi arrondir le bord où se produit la séparation (r_2, fig. 7.3). L'écoulement est ainsi plus stable, et la possibilité de décollement diminue.

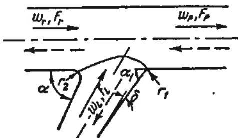


FIG. 7.3. — Schéma d'un branchement amélioré

Il est très efficace d'élargir progressivement (en diffuseur) la branche latérale pour réduire la perte de charge des bifurcations de réunion ou de séparation. Ainsi les pertes sont sensiblement réduites, autant par la diminution relative de la vitesse de l'écoulement dans la section élargie que par la diminution de l'angle réel de rotation pour le même angle de bifurcation ($\alpha_1 < \alpha$, fig. 7.3). La réunion de ces deux procédés : arrondissement des bords et divergence de la branche latérale, réduit encore la perte de charge du branchement.

Les bifurcations auront la perte de charge la plus faible si les branches latérales présentent un coude arrondi (fig. 7.4), et chaque fois que cela est possible, il faut choisir des branchements ayant de petits angles de bifurcation.

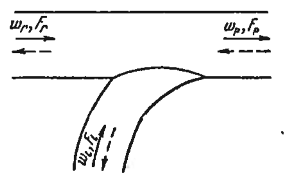


FIG. 7.4. — Schéma d'un branchement à coude arrondi

13. Dans les systèmes de chauffage, les tuyaux d'alimentation en gaz et en eau sont vissés dans la branche taraudée du branchement en T, dont le diamètre est plus grand que celui du tuyau. Dans ces jonctions, la surface interne du tuyau ne coïncide pas avec la surface interne du branchement, et il se forme un décrochement annulaire (fig. 7.5) qui augmente la perte de charge.

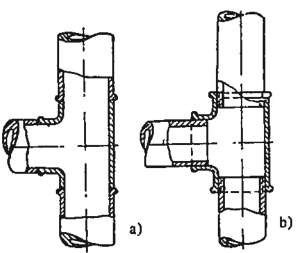


FIG. 7.5. — Schéma d'un décrochement annulaire dans un branchement normalisé
a : branchement soudé; *b* : jonction des tuyaux dans les branches taraudées

Les valeurs des coefficients de perte de charge de plusieurs branchements en T normalisés, avec branches femelles taraudées, en fonte malléable, sont données séparément dans le chapitre VII (cf. diagrammes 7.16 et 7.25).

14. Dans les branchements symétriques en T, qui sont utilisés dans les cas où les courants sont de directions opposées (réunion, branchement d'apport, fig. 7.6), les coefficients de perte de charge des deux branches coïncident pratiquement.

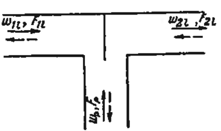


FIG. 7.6. — Branchement symétrique avec cloisonnement

S'il y a une cloison à la jonction des deux branches latérales du T, avant la réunion dans la branche principale, les deux écoulements sont indépendants l'un de l'autre. Après la réunion dans la branche principale, il se produit le mélange turbulent habituel de deux écoulements qui se déplacent avec des vitesses différentes. Les pertes dans le branchement comprennent :

a) les pertes par mélange (choc);
b) les pertes au tournant de 90°.

Pour l'écoulement se déplaçant avec la plus faible vitesse dans une des branches, le coefficient de perte de charge peut avoir une valeur négative, comme dans un branchement d'apport ordinaire (acquisition d'une énergie supplémentaire aux dépens du courant qui a la plus grande vitesse).

En l'absence de cloison, le schéma de l'écoulement dans un branchement symétrique en T est moins précis. La chute de pression avant et après la réunion des courants dans la branche principale représente la perte totale des deux branches. La grandeur de ces pertes est positive pour n'importe quelle valeur du rapport entre les vitesses (débits) dans une branche latérale et la vitesse dans la branche principale w_l/w_p (Q_l/Q_p); elle est voisine de la perte dans un coude avec élargissement.

Le coefficient de perte de charge de chaque branche du branchement symétrique en T avec réunion des courants peut être calculé d'après la formule suivante, due à Levin [7.10] :

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{F_p}{F_l}\right)^2 + 3\left(\frac{F_p}{F_l}\right)^2\left[\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - \frac{Q_l}{Q_p}\right] \qquad (7.11)$$

15. Dans le cas où le branchement en T fonctionne par refoulement (séparation, branchements de répartition), les conditions d'écoulement sont à peu près semblables à celles rencontrées dans un tournant ordinaire. Pour cette raison, on peut évaluer approximativement les pertes dans le T de séparation, à l'aide des données sur les coudes ayant diverses valeurs pour b_1/b_0 (rapport des côtés). Le coefficient de perte de charge peut être calculé aussi d'après la formule suivante, établie par Levin [7.10] :

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + k\left(\frac{w_l}{w_p}\right)^2, \qquad (7.12)$$

où : $k \simeq 1{,}5$ pour les T normalisés avec branches femelles taraudées, en fonte malléable,
$k \simeq 0{,}3$ pour les T soudés.

16. On peut arrondir les coudes du branchement symétrique en T (queue d'hirondelle), et alors la perte de charge peut être considérablement réduite.

17. Si l'angle de bifurcation α est inférieur à 90°, le branchement symétrique a la forme d'une culotte (voir le diagramme 7.36). Le coefficient de perte de charge de ces branchements, avec $F_p = 2\,F_l$, dans le cas de la réunion des courants (branchements d'apport), peut être calculé d'après la formule suivante, établie par Levin [7.10] :

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 4\,\frac{Q_l}{Q_p}\,(0{,}9 + \cos^2\alpha)$$
$$+\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^4\left[1 + \left(\frac{Q_p}{Q_l} - 1\right)^4\right](1 - \cos^2\alpha)$$
$$-4\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2\cos^2\alpha - 4\,(0{,}2 + 0{,}5\cos^2\alpha) \qquad (7.13)$$

Le coefficient de perte de charge des culottes dans le cas de la séparation des courants (branchements de répartition) peut être calculé approximativement comme pour la branche latérale d'un branchement ordinaire du type $F_l + F_r = F_p$ (cf. diagramme 7.22).

18. Le schéma de l'écoulement dans les branchements à 4 voies (fourches) est analogue dans ses grandes lignes à celui de l'écoulement dans les branchements à 3 voies (bifurcations).

Dans le cas de la réunion des courants, les coefficients de perte de charge des fourches, dont la branche rectiligne, en prolongement de la branche principale, a la même section que celle-ci ($F_r = F_p$) peuvent être calculés approximativement d'après les formules suivantes, proposées par Levin [7.8 et 7.9] : (cf. diagrammes 7.31 à 7.35).

a) une des deux branches latérales (par exemple n° 1) :

$$\zeta_{1\,p.l.} = \frac{\Delta H_{1l}}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{Q_{1l}}{Q_p}\cdot\frac{F_p}{F_{1l}}\right)^2$$
$$-8\left(\frac{Q_{1l}}{Q_p}\right)^2\frac{\left[\frac{Q_p}{Q_{1l}} - \left(1 + \frac{Q_{2l}}{Q_{1l}}\right)\right]^2}{4 - \left(1 + \frac{Q_{2l}}{Q_{1l}}\right)\frac{Q_{1l}}{Q_p}}$$
$$-2\left(\frac{Q_{1l}}{Q_p}\right)^2\frac{F_p}{F_{1l}}\left[1 + \left(\frac{Q_{2l}}{Q_{1l}}\right)^2\right]\cos\alpha \qquad (7.14)$$

Pour l'autre branche latérale, ($\zeta_{2\,p.l.}$) les indices 1 et 2 sont inversés.

b) Branche rectiligne :

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{Q_r}{Q_p}\right)^2 - \left(\frac{Q_r}{Q_p}\right)^2\frac{1 + \frac{Q_r}{Q_p}}{\left(0{,}75 + 0{,}25\,\frac{Q_r}{Q_p}\right)^2}$$
$$-2\left(\frac{Q_r}{Q_p}\right)^2\frac{F_p}{F_{1l}}\cdot\frac{1 + \left(\frac{Q_{2l}}{Q_{1l}}\right)^2}{\left(1 + \frac{Q_{2l}}{Q_{1l}}\right)^2}\left(\frac{Q_p}{Q_r} - 1\right)^2\cos\alpha \qquad (7.15)$$

19. Pour déterminer le coefficient de perte de charge des fourches soudées de conduites cylindriques servant au transport de la vapeur, de l'eau, etc. pour $\alpha = 90°$ (croix) et avec réunion des courants, on peut utiliser les formules suivantes, établies par Levin [7.8 et 7.9] :

a) Une des branches latérales (par exemple, n° 1) :

$$\zeta_{1\,p.l.} = \frac{\Delta H_{1l}}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1{,}15 + \left(\frac{Q_{1l}}{Q_p}\cdot\frac{F_p}{F_{1l}}\right)^2$$
$$-8\left(\frac{Q_{1l}}{Q_p}\right)^2\cdot\frac{\left[\frac{Q_p}{Q_{1l}} - \left(1 + \frac{Q_{2l}}{Q_{1l}}\right)\right]^2}{4 - \left(1 + \frac{Q_{2l}}{Q_{1l}}\right)\frac{Q_{1l}}{Q_p}} \qquad (7.16)$$

b) Branche rectiligne :

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1{,}2 + \left(\frac{Q_r}{Q_p}\right)^2$$
$$-\left(\frac{Q_r}{Q_p}\right)^2\frac{1 + \frac{Q_r}{Q_p}}{\left(0{,}75 + 0{,}25\,\frac{Q_r}{Q_p}\right)^2} \qquad (7.17)$$

Pour les branchements en fourche normalisés, en fonte malléable, avec $Q_r/Q_p > 0{,}7$, aux valeurs $\zeta_{p.r.}$ on ajoute la grandeur :

$$\Delta\zeta_{p.r.} = 2{,}5\left(\frac{Q_r}{Q_p} - 0{,}7\right). \qquad (7.18)$$

20. Dans le cas de la séparation des courants, les coefficients de perte de charge des fourches (branchements de répartition à 4 voies) sont déterminés approximativement comme pour les bifurcations (branchements de répartition à 3 voies) d'après les diagrammes correspondants 7.21 à 7.23.

21. Le coefficient de perte de charge singulière

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$$

du tronçon rectiligne d'une conduite collectrice ou distributrice à section constante, entre deux ouvertures latérales (fig. 7-7), dépend autant du rapport des vitesses $\frac{w_l}{w_p}$, que des rapports des pressions :

$$\bar{H}_{st} = \frac{H_{st}}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}} \quad \text{et} \quad \bar{H}_t = \frac{H_t}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}}$$

H_{st} : pression statique dans la section 1.1 ;
H_t : pression totale dans la même section.

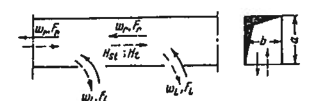
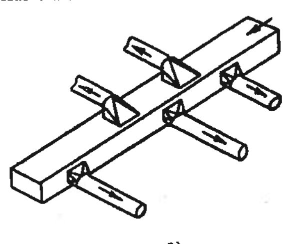


FIG. 7.7. — Ouvertures latérales dans une conduite collectrice ou distributrice

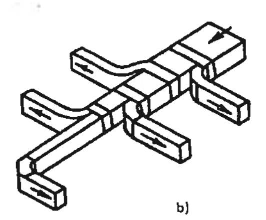
Ce coefficient de perte de charge dépend aussi du rapport a/b des côtés de la section.

Les valeurs $\zeta_{p.r}$ des tronçons rectilignes sont indiquées sur le diagramme 7.38 d'après les données expérimentales de Konokotin [7.4]*.

22. Dans le cas de l'installation de plusieurs branches sur un même collecteur (collecteur de distribution ou de refoulement, fig. 7.8), avec des intervalles supérieurs à la largeur du collecteur, le coefficient de perte de charge de chaque branche peut être pris égal à celui d'une bifurcation isolée.



a)



b)

FIG. 7.8. — Collecteur de distribution
a : collecteur à section constante (ralentissement de l'écoulement); *b* : collecteur à section convergente (vitesse constante)

23. La distribution de l'écoulement par chaque branche du collecteur de distribution est régulière si la section transversale est constante sur toute la longueur du collecteur (fig. 7.8, *a*) et a une valeur supérieure à $3 \Sigma F_l$ (ΣF_l : somme des sections de toutes les branches), ou si la section va en se rétrécissant, de sorte que la vitesse reste constante sur la longueur (cf. Taliev [7.18]). On peut effectuer un collecteur à vitesse constante sur la longueur, en se référant à la figure 7.8, *b*. Dans ce dernier cas, la perte de charge des branches est beaucoup plus grande que pour un collecteur à section constante [7.23].

24. Il est intéressant de placer un tronçon intermédiaire faisant un angle de 90°, entre une ouverture du collecteur de distribution et la branche correspondante, suivant le schéma de la figure 7.9. Ces tronçons sont de construction simple, et leur coefficient de perte de charge est minimal [7.23]. On peut les considérer comme normalisés.

25. Le coefficient de perte de charge de la i[ème] branche :

$$\zeta_{i.l.} = \frac{\Delta H_{i.l.}}{\dfrac{\gamma w^2_{(i-1)\,p}}{2g}}$$

du collecteur de distribution avec des tronçons intermédiaires semblables à ceux représentés sur la figure 7.9, dépend seulement du rapport des vitesses

$$\frac{w_{i.l.}}{w_{(i-1)\,p}}.$$

Ce coefficient de perte de charge ne dépend pratiquement pas du nombre de Reynolds, au moins à partir de **Re** $= 10^4$, ni du rapport des côtés de la section du collecteur (au moins dans l'intervalle $h/b = 0,5$ à 1), ni du rapport des surfaces F_l/F_p.

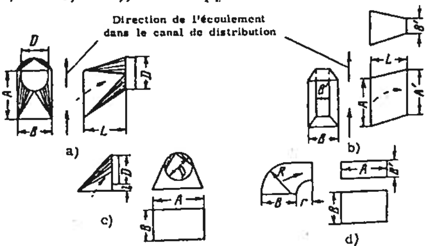


FIG. 7.9. — Schéma des tronçons intermédiaires des branches du collecteur de distribution
a et *b* : branches situées sur le côté; *c* et *d* : branches situées sur le dessus ou le dessous.

Le coefficient de perte de charge d'une branche installée sur le côté du collecteur est inférieur à celui d'une branche installée sur le dessus ou le dessous du collecteur, puisque dans ce second cas, l'écoulement tourne deux fois de 90° dans deux directions réciproquement perpendiculaires (fig. 7.8).

(*) La méthode pour déterminer les pressions dans ces conditions a été fournie par Maksimov [7-11].

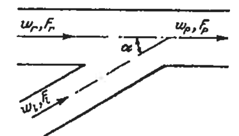
7.3. LISTE DES DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE DU CHAPITRE VII

Désignation des diagrammes	Source	Numéro du diagramme	Remarques
Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r > F_p$, $F_r = F_p, \alpha = 30°$. Branche latérale	Levin [7.5 et 7.6] Taliev [7.17]	7.1	Formules calculées
De même, mais branche rectiligne	"	7.2	"
Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r > F_p$, $F_r = F_p, \alpha = 45°$. Branche latérale	"	7.3	Formules calculées, précisées par les expériences de Kinne [7.22]
De même, mais branche rectiligne	"	7.4	"
Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r > F_r$, $F_p = F_r, \alpha = 60°$. Branche latérale	"	7.5	Formules calculées, précisées par les expériences de Petermann [7.26]
De même, mais branche rectiligne	"	7.6	"
Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p, \alpha = 90°$	"	7.7	Formules calculées, précisées par les expériences de Vogel [7.28]
Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r = F_p, \alpha = 15°$	"	7.8	Formules calculées, précisées par les expériences de Levin [7.6]
Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r = F_p, \alpha = 30°$	"	7.9	"
Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r = F_p, \alpha = 45°$	"	7.10	"
Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r = F_p, \alpha = 60°$	"	7.11	"
Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r = F_p, \alpha = 90°$	"	7.12	"
Bifurcation (réunion des courants) de forme améliorée, du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p, \alpha = 45°$	Petermann [7.26]	7.13	Données expérimentales
Bifurcation (réunion des courants) de forme améliorée, du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p, \alpha = 60°$	Kinne [7.22]	7.14	"
Bifurcation (réunion des courants) de forme améliorée, du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p, \alpha = 90°$	Vogel [7.28]	7.15	"
Branchement en T (réunion des courants) normalisé en fonte malléable avec branches taraudées du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p, \alpha = 90°$	Zusmanovic [7.2]	7.16	"
Bifurcation (réunion des courants) à section circulaire, la branche latérale formant un coude progressif ($R_0/D_l = 2$) du type $F_l + F_r = F_p, \alpha = 12$ à 15° Branche latérale	Aver'janov [7.1]	7.17	"
De même, mais branche rectiligne	"	7.18	"
Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r \geqslant F_p$, à section rectangulaire, arrondie ($r/b_l = 1$), $\alpha = 90°$ Branche latérale	Taliev et Tatarcuk [7.16]	7.19	"

Désignation des diagrammes	Source	Numéro du diagramme	Remarques
De même, mais branche rectiligne	»	7.20	»
Bifurcation (séparation des courants) du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p$, $\alpha = 0$ à 90° Branche latérale	Levin [7.7]	7.21	Formule calculée ; coefficient de correction d'après les expériences de Kinne [7.22], Petermann [7.26] et Vogel [7.28]
Bifurcation (séparation des courants) du type $F_l + F_r = F_p$, $\alpha = 0$ à 90° Branche latérale	»	7.22	Formule calculée ; coefficient de correction d'après les expériences de Lévin [7.7]
Bifurcation (séparation des courants) des types $F_l + F_r > F_p$ et $F_l + F_r = F_p$ $\alpha = 0$ à 90°. Branche rectiligne	»	7.23	»
Bifurcation (séparation des courants) du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p$, de forme améliorée. Branche latérale	Kinne [7.22] Petermann [7.26] et Vogel [7.28]	7.24	Données expérimentales
Branchement en T (séparation des courants) du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p$, normalisé, en fonte malléable avec branches taraudées, $\alpha = 90°$	Zusmanovic [7.2]	7.25	»
Bifurcation (séparation des courants) du type $F_l + F_r > F_p$, avec coude arrondi ($r/b_l = 1$), à section rectangulaire $\alpha = 90°$. Branche latérale	Taliev et Tatarcuk [7.16]	7.26	»
De même, mais branche rectiligne	»	7.27	»
Bifurcations (réunion des courants) non symétriques, du type $F_r + F_l \geqslant F_p$, avec coude arrondi ($R_0/D_p = 2$), $\alpha = 90°$	Franke [7.20]	7.28	»
Branchement symétrique en T, $\alpha = 90°$	Levin [7.10] Idel'cik	7.29	Formules calculées, Données expérimentales
Branchement symétrique (queue d'hirondelle) $\alpha = 90°$	Franke [7.20] Taliev et Tatarcuk [7.16]	7.30	Données expérimentales
Fourche du type $F_{1l} = F_{2l}$; $F_r = F_p$. $\alpha = 15°$	Levin [7 8 et 7.9]	7.31	Formules calculées et expériences
Fourche du type $F_{1l} = F_{2l}$; $F_r = F_p$. $\alpha = 30°$	»	7.32	»
Fourche du type $F_{1l} = F_{2l}$; $F_r = F_p$. $\alpha = 45°$	»	7.33	»
Fourche du type $F_{1l} = F_{2l}$; $F_r = F_p$ $\alpha = 60°$	»	7.34	»
Fourche du type $F_{1l} = F_{2l}$; $F_r = F_p$ $\alpha = 90°$	»	7.35	»
Culotte du type $F_p = 2 F_l$	Levin [7.10]	7.36	»
Collecteur de distribution avec tronçons intermédiaires	Konzo, Gilman, Holl, Martin [7.23]	7.37	Données expérimentales
Passage à travers l'ouverture latérale d'une conduite collectrice à section constante	Konokotin [7.4]	7.38	»
Passage à travers l'ouverture latérale d'une conduite distributrice à section constante.	»	7.39	»

7.4. DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE

Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 30°$ branche latérale	Chapitre VII
	Diagramme 7.1



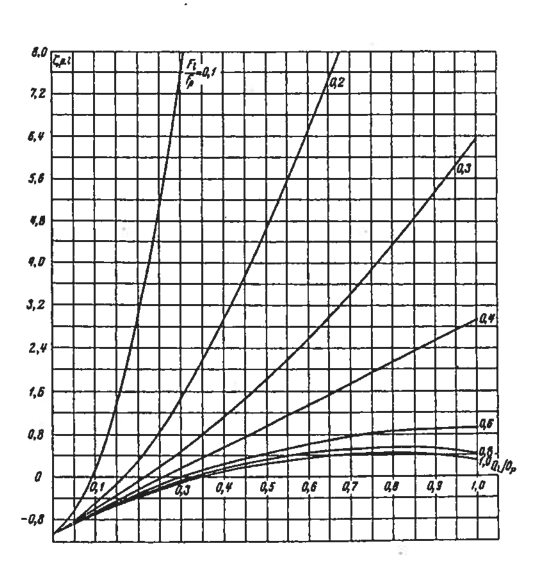
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$

Q_l/Q_p	F_l/F_p						
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,6	0,8	1,0
0	− 1,00	− 1,00	− 1,00	− 1,00	− 1,00	− 1,00	− 1,00
0,1	+ 0,21	− 0,46	− 0,57	− 0,60	− 0,62	− 0,63	− 0,63
0,2	3,10	+ 0,37	− 0,06	− 0,20	− 0,28	− 0,30	− 0,35
0,3	7,60	1,50	+ 0,50	+ 0,20	+ 0,05	− 0,08	− 0,10
0,4	13,5	2,95	1,15	0,59	0,26	+ 0,18	+ 0,16
0,5	21,2	4,58	1,78	0,97	0,44	0,35	0,27
0,6	30,4	6,42	2,60	1,37	0,64	0,46	0,31
0,7	41,3	8,50	3,40	1,77	0,76	0,50	0,40
0,8	53,8	11,5	4,22	2,14	0,85	0,53	0,45
0,9	58,0	14,2	5,30	2,58	0,89	0,52	0,40
1,0	83,7	17,3	6,33	2,92	0,89	0,39	0,27

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{Q_l}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2 - 2\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - 1{,}74\,\frac{F_p}{F_l}\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2$$

$\zeta_{p.l.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p ;

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\frac{Q_l}{Q_p} \cdot \frac{F_p}{F_l}\right)^2}$$



Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 30°$ branche rectiligne	Chapitre VII
	Diagramme 7.2

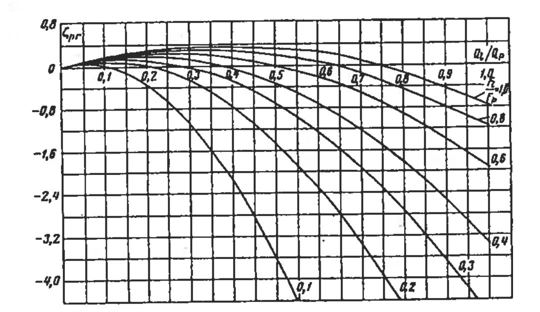
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$

$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p						
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,6	0,8	1,0
0	0,0	0	0	0	0	0	0
0,1	+ 0,02	0,11	0,13	0,15	0,16	0,17	0,17
0,2	− 0,33	+ 0,01	+ 0,13	0,19	0,24	0,27	0,29
0,3	− 1,10	− 0,25	− 0,01	+ 0,10	0,22	0,30	0,35
0,4	− 2,15	− 0,75	− 0,30	− 0,05	0,17	0,26	0,36
0,5	− 3,60	− 1,43	− 0,70	− 0,35	0,00	0,21	0,32
0,6	− 5,40	− 2,35	− 1,25	− 0,70	− 0,20	+ 0,06	0,25
0,7	− 7,60	− 3,40	− 1,95	− 1,20	− 0,50	− 0,15	+ 0,10
0,8	− 10,1	− 4,61	− 2,74	− 1,82	− 0,90	− 0,43	− 0,15
0,9	− 13,0	− 6,02	− 3,70	− 2,55	− 1,40	− 0,80	− 0,45
1,0	− 16,3	− 7,70	− 4,75	− 3,35	− 1,90	− 1,17	− 0,75

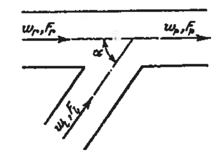
$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 - \left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - 1{,}74 \frac{F_p}{F_l}\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2$$

$\zeta_{p.r.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.r.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p ;

$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2}$$



Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 45°$ branche latérale	Chapitre VII
	Diagramme 7.3



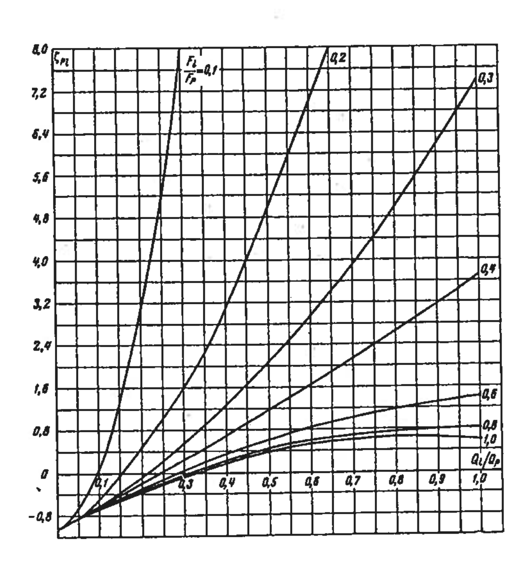
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$

$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p						
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,6	0,8	1,0
0	− 1,00	− 1,00	− 1,00	− 1,00	− 1,00	− 1,00	− 1,00
0,1	+ 0,24	− 0,45	− 0,56	− 0,59	− 0,61	− 0,62	− 0,62
0,2	3,15	+ 0,54	− 0,02	− 0,17	− 0,26	− 0,28	− 0,29
0,3	8,00	1,64	+ 0,60	+ 0,30	+ 0,08	0,00	− 0,03
0,4	14,0	3,15	1,30	0,72	0,35	+ 0,25	+ 0,21
0,5	21,9	5,00	2,10	1,18	0,60	0,45	0,40
0,6	31,6	6,90	2,97	1,65	0,85	0,60	0,53
0,7	42,9	9,20	3,90	2,15	1,02	0,70	0,60
0,8	55,9	12,4	4,90	2,66	1,20	0,79	0,66
0,9	70,6	15,4	6,20	3,20	1,30	0,80	0,64
1,0	86,9	18,9	7,40	3,71	1,42	0,80	0,59

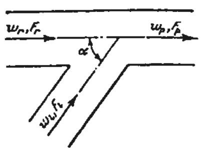
$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{Q_l}{Q_p} \cdot \frac{F_p}{F_l}\right)^2 - 2\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - 1{,}41 \frac{F_p}{F_l}\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2$$

$\zeta_{p.l.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p ;

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\frac{Q_l}{Q_p} \cdot \frac{F_p}{F_l}\right)^2}$$



Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 45°$ branche rectiligne	Chapitre VII Diagramme 7.4



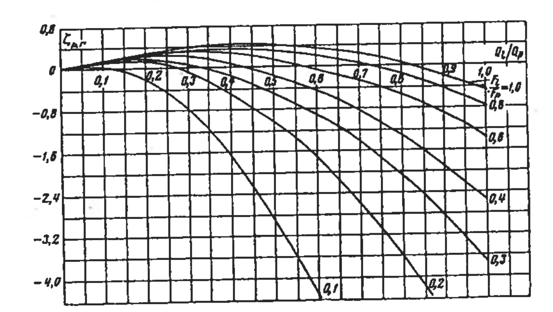
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$

$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p						
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,6	0,8	1,0
0	0	0	0	0	0	0	0
0,1	+ 0,05	0,12	0,14	0,16	0,17	0,17	0,17
0,2	− 0,20	+ 0,17	0,22	0,27	0,27	0,29	0,31
0,3	− 0,76	− 0,13	+ 0,08	0,20	0,28	0,32	0,40
0,4	− 1,65	− 0,50	− 0,12	+ 0,08	0,26	0,36	0,41
0,5	− 2,77	− 1,00	− 0,49	− 0,13	+ 0,16	0,30	0,40
0,6	− 4,30	− 1,70	− 0,87	− 0,45	− 0,04	0,20	0,33
0,7	− 6,05	− 2,60	− 1,40	− 0,85	− 0,25	+ 0,08	0,25
0,8	− 8,10	− 3,56	− 2,10	− 1,30	− 0,55	− 0,17	+ 0,06
0,9	− 10,0	− 4,75	− 2,80	− 1,90	− 0,88	− 0,40	− 0,18
1,0	− 13,2	− 6,10	− 3,70	− 2,55	− 1,35	− 0,77	− 0,42

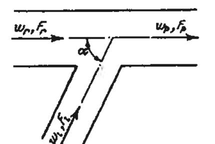
$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 - \left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - 1{,}41 \cdot \frac{F_p}{F_l}\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2$$

$\zeta_{p.r.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.r.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p ;

$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2}$$



Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 60°$ branche latérale	Chapitre VII Diagramme 7.5



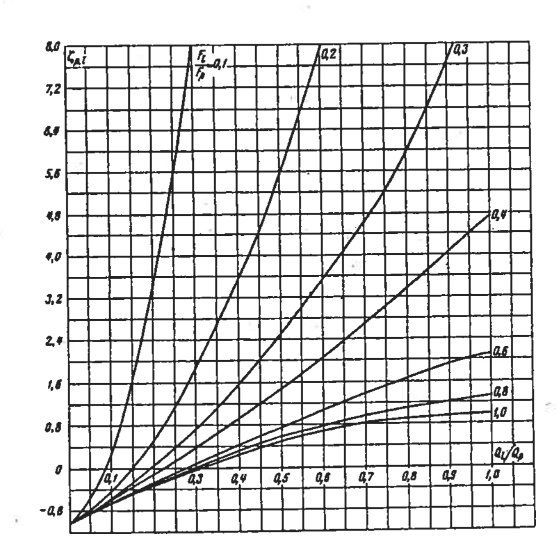
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$

$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p						
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,6	0,8	1,0
0	− 1,00	− 1,00	− 1,00	− 1,00	− 1,00	− 1,00	− 1,00
0,1	+ 0,26	− 0,42	− 0,54	− 0,58	− 0,61	− 0,62	− 0,62
0,2	3,35	+ 0,55	+ 0,03	− 0,13	− 0,23	− 0,26	− 0,26
0,3	8,20	1,85	0,75	+ 0,40	+ 0,10	0,00	− 0,01
0,4	14,7	3,50	1,55	0,92	0,45	+ 0,35	+ 0,28
0,5	23,0	5,50	2,40	1,44	0,78	0,58	0,50
0,6	33,1	7,90	3,50	2,05	1,08	0,80	0,68
0,7	44,9	10,0	4,60	2,70	1,40	0,98	0,84
0,8	58,5	13,7	5,80	3,32	1,64	1,12	0,92
0,9	78,9	17,2	7,65	4,05	1,92	1,20	0,99
1,0	91,0	21,0	9,70	4,70	2,11	1,35	1,00

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{Q_l}{Q_p} \cdot \frac{F_p}{F_l}\right)^2 - 2\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - \frac{F_p}{F_l}\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2$$

$\zeta_{p.l.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p ;

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\frac{Q_l}{Q_p} \cdot \frac{F_p}{F_l}\right)^2}$$



Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 60°$ branche rectiligne	**Chapitre VII**
	Diagramme 7.6

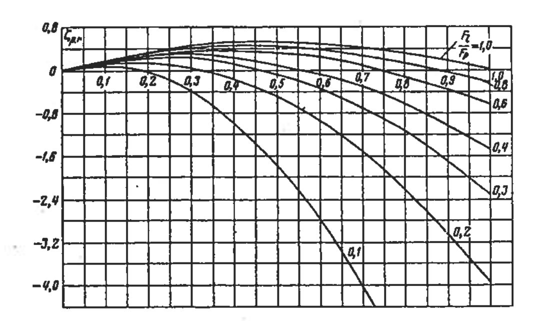
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$

$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p 0,1	0,2	0,3	0,4	0,6	0,8	1,0
0	0	0	0	0	0	0	0
0,1	+ 0,09	0,14	0,16	0,17	0,17	0,18	0,18
0,2	0,00	0,16	0,23	0,26	0,29	0,31	0,32
0,3	− 0,40	+ 0,06	0,22	0,30	0,32	0,41	0,42
0,4	− 1,00	− 0,16	+ 0,11	0,24	0,37	0,44	0,48
0,5	− 1,75	− 0,50	− 0,08	+ 0,13	0,33	0,44	0,50
0,6	− 2,80	− 0,95	− 0,35	− 0,10	0,25	0,40	0,48
0,7	− 4,00	− 1,55	− 0,70	− 0,30	+ 0,08	0,28	0,42
0,8	− 5,44	− 2,24	− 1,17	− 0,64	− 0,11	+ 0,16	0,32
0,9	− 7,20	− 3,08	− 1,70	− 1,02	− 0,38	− 0,08	0,18
1,0	− 9,00	− 4,00	− 2,30	− 1,50	− 0,68	− 0,28	0,00

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 - \left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right) - \frac{F_p}{F_l}\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2$$

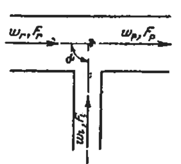
$\zeta_{p.r.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.r.} = f\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)$ pour divers F_l/F_p ;

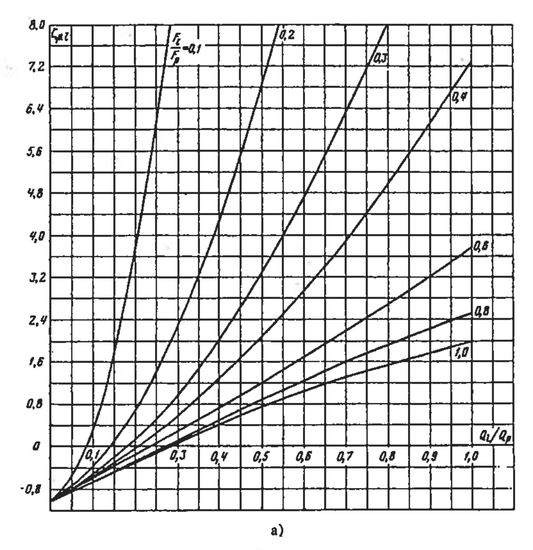
$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2}$$



Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 90°$	**Chapitre VII**
	Diagramme 7.7

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\frac{Q_l}{Q_p} \cdot \frac{F_p}{F_l}\right)^2}$$





a)

1) Branche latérale :

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = A\left[1 + \left(\frac{Q_l}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2 - 2\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)\right] = A\,\zeta'_{p.l.}$$

où : $\zeta'_{p.l.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta'_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p au graphique *a*).

A est donné sur le tableau 7.4 pour divers F_l/F_p.

Tableau 7-4

$\frac{F_l}{F_p}$	0-0,2	0,3-0,4	0,6	0,8	1,0
A	1,00	0,75	0,70	0,65	0,60

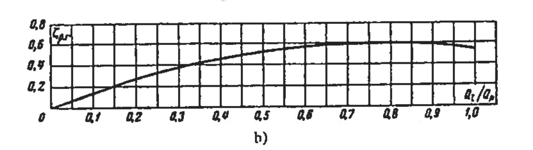
2) Branche rectiligne :

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} \cong 1,55\frac{Q_l}{Q_p} - \left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2$$

$\zeta_{p.r.}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta_{p.r.} = f(Q_l/Q_p)$, pratiquement identique pour toutes les valeurs de F_l/F_p ;

$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2}$$

$\frac{Q_l}{Q_p}$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\zeta_{p.r.}$	0	0,16	0,27	0,38	0,46	0,53	0,57	0,59	0,60	0,59	0,55

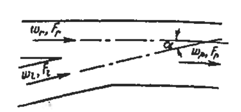


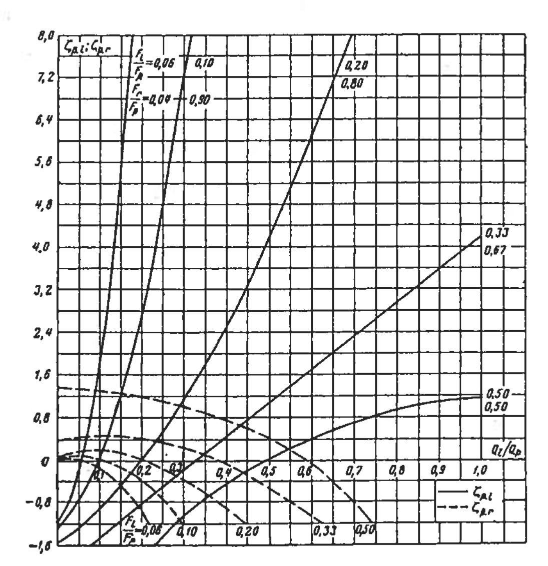
b)

Valeurs de $\zeta'_{p.l.}$

$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p 0,1	0,2	0,3	0,4	0,6	0,8	1,0
0	− 1,00	− 1,00	− 1,00	− 1,00	− 1,00	− 1,00	− 1,00
0,1	+ 0,40	− 0,37	− 0,51	− 0,54	− 0,59	− 0,60	− 0,61
0,2	3,80	+ 0,72	+ 0,17	− 0,03	− 0,17	− 0,22	− 0,30
0,3	9,20	2,27	1,00	+ 0,58	+ 0,27	+ 0,15	− 0,11
0,4	16,3	4,30	2,06	1,30	0,75	0,55	0,44
0,5	25,5	6,75	3,23	2,06	1,20	0,89	0,77
0,6	36,7	9,70	4,70	2,98	1,68	1,25	1,04
0,7	42,9	13,0	6,30	3,90	2,20	1,60	1,30
0,8	64,9	16,9	7,92	4,92	2,70	1,92	1,56
0,9	82,0	21,2	9,70	6,10	3,20	2,25	1,80
1,0	101	26,0	11,9	7,25	3,80	2,57	2,00

Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r = F_p$; $\alpha = 15°$	Chapitre VII Diagramme 7.8





1) Branche latérale :

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{Q_l}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2 - 2\frac{F_p}{F_r}\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - 1{,}94\frac{F_p}{F_l}\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2$$

$\zeta_{p.l.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p ;

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\frac{Q_l}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2}$$

2) Branche rectiligne :

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{F_p}{F_r}\right)^2\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - 2\frac{F_p}{F_r}\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - 1{,}94\frac{F_p}{F_l}\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 + K_r$$

$\zeta_{p.r.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.r.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p ; K_r est donné par le tableau 7.5.

$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2\left(\frac{F_p}{F_r}\right)^2}$$

$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p = 0,06		0,10		0,20		0,33		0,50	
	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$
0	− 1,12	0,00	− 1,22	0,01	− 1,50	0,06	− 2,00	0,40	− 3,00	1,40
0,03	− 0,70	0,06	− 1,00	0,10	− 1,40	0,15	− 1,80	0,42	− 2,80	1,40
0,05	− 0,20	+ 0,04	− 0,72	0,12	− 1,22	0,20	− 1,71	0,45	− 2,60	1,39
0,10	+ 1,84	− 0,13	+ 0,01	+ 0,02	− 0,84	0,22	− 1,40	0,47	− 2,24	1,37
0,2	9,92	− 0,95	2,80	− 0,36	+ 0,02	+ 0,05	− 0,67	0,42	− 1,56	1,24
0,3	23,0	− 2,50	7,17	− 1,20	+ 1,20	− 0,28	− 0,16	+ 0,24	− 1,00	1,01
0,4	41,0	− 4,60	13,1	− 2,50	2,55	− 0,89	+ 0,42	− 0,08	− 0,40	+ 0,78
0,5	64,3	− 7,50	20,6	− 4,10	4,20	− 1,66	1,05	− 0,52	+ 0,02	− 0,43
0,6	−	−	29,7	− 6,12	6,12	− 2,63	1,67	− 1,25	0,40	− 0,10
0,7	−	−	−	−	8,20	− 3,84	2,30	− 1,80	0,66	− 0,82
0,8	−	−	−	−	10,7	− 5,22	2,95	− 2,60	0,93	− 1,08
1,0	−	−	−	−	−	−	4,20	− 4,66	1,14	− 2,46

Tableau 7.5

F_l/F_p	K_r
0-0,2	0
0,33	0,14
0,50	0,40

Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r = F_p$; $\alpha = 30°$	Chapitre VII Diagramme 7.9

1) Branche latérale :

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{Q_l}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2 - 2\frac{F_p}{F_r}\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - 1{,}74\frac{F_p}{F_l}\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2$$

$\zeta_{p.l.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p ;

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\frac{Q_l}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2}$$

2) Branche rectiligne :

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{F_p}{F_r}\right)^2\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - 2\frac{F_p}{F_r}\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - 1{,}74\frac{F_p}{F_l}\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 + K_r$$

$\zeta_{p.r.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.r.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p ; K_r est donné sur le tableau 7.6 ;

$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2\left(\frac{F_p}{F_r}\right)^2}$$

$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p = 0,06		0,10		0,20		0,33		0,50	
	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$
0	− 1,13	0	− 1,22	0,01	− 1,50	0,06	− 2,00	0,42	− 3,00	1,40
0,03	− 0,07	0,06	− 1,00	0,10	− 1,35	0,10	− 1,80	0,45	− 2,80	1,40
0,05	− 0,30	+ 0,04	− 0,76	0,08	− 1,22	0,13	− 1,70	0,48	− 2,60	1,40
0,1	+ 1,82	− 0,10	+ 0,02	+ 0,04	− 0,84	0,16	− 1,40	0,51	− 2,24	1,36
0,2	10,1	− 0,81	2,88	− 0,33	+ 0,05	+ 0,06	− 0,72	0,52	− 1,44	1,26
0,3	23,3	− 2,10	7,34	− 1,05	+ 1,40	− 0,24	− 0,12	+ 0,32	− 0,91	1,09
0,4	41,5	− 4,07	13,4	− 2,14	2,70	− 0,73	+ 0,52	+ 0,07	− 0,36	0,86
0,5	65,2	− 6,60	21,1	− 3,60	4,46	− 1,40	1,20	− 0,32	+ 0,14	+ 0,53
0,6	−	−	29,4	− 5,40	6,48	− 2,30	1,89	− 0,82	0,56	+ 0,15
0,7	−	−	−	−	8,70	− 3,34	2,56	− 1,47	0,84	− 0,52
0,8	−	−	−	−	11,4	− 3,59	3,30	− 2,19	1,18	− 0,82
1,0	−	−	−	−	17,3	− 8,64	4,80	− 4,00	1,53	− 2,07



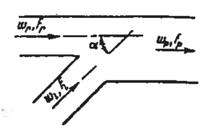
Tableau 7.6

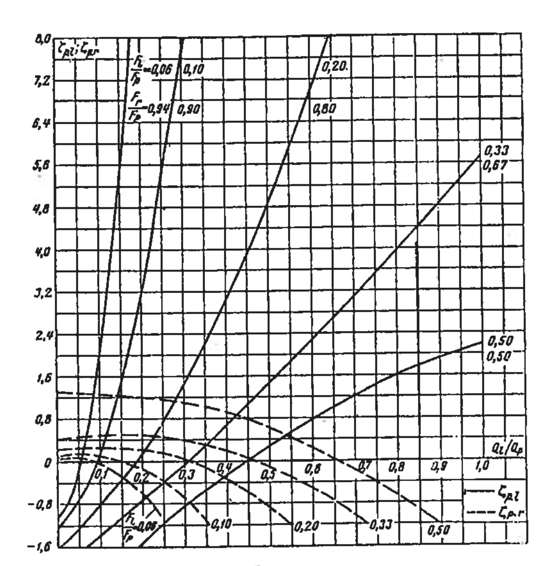
F_l/F_p	K_r
0-0,2	0
0,33	0,17
0,50	0,40

Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r = F_p$; $\alpha = 45°$

Chapitre VII

Diagramme 7.10





1) Branche latérale :

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{Q_l}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2 - 2\frac{F_p}{F_r}\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - 1{,}41\frac{F_p}{F_l}\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2$$

$\zeta_{p.l.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\frac{Q_l}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2}$$

2) Branche rectiligne :

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{F_p}{F_r}\right)^2\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - 2\frac{F_p}{F_r}\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - 1{,}41\frac{F_p}{F_l}\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 + K_r$$

$\zeta_{p.r.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.r.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p ;

K_r est donné sur le tableau 7.7 ;

$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2\left(\frac{F_p}{F_r}\right)^2}$$

$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p = 0,06		0,10		0,20		0,33		0,50	
	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$
0	– 1,12	0,00	– 1,22	0,06	– 1,50	0,20	– 2,00	0,37	– 3,00	1,30
0,03	– 0,70	0,05	– 1,00	0,10	– 1,40	0,25	– 1,82	0,42	– 2,80	1,30
0,05	– 0,20	+ 0,05	– 0,78	0,12	– 1,25	0,30	– 1,69	0,45	– 2,60	1,30
0,1	+ 1,82	– 0,05	+ 0,06	+ 0,11	– 0,85	0,30	– 1,38	0,48	– 2,24	1,27
0,2	10,3	– 0,59	3,00	– 0,15	+ 0,12	+ 0,26	– 0,66	0,50	– 1,50	1,20
0,3	23,8	– 1,65	7,64	– 0,71	+ 1,42	+ 0,04	– 0,10	0,40	– 0,85	1,10
0,4	42,4	– 3,21	13,9	– 1,55	3,00	– 0,33	+ 0,70	+ 0,20	– 0,24	0,90
0,5	64,3	– 5,13	22,0	– 2,71	4,86	– 0,86	1,48	– 0,12	– 0,30	+ 0,61
0,6	–	–	31,9	– 3,73	7,05	– 1,52	2,24	– 0,50	0,79	+ 0,22
0,7	–	–	–	–	9,50	– 2,40	3,10	– 1,01	1,26	– 0,20
0,8	–	–	–	–	12,4	– 3,42	3,95	– 1,60	1,60	– 0,68
1,0	–	–	–	–	–	–	5,76	– 3,10	2,18	– 1,52

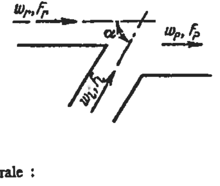
Tableau 7.7

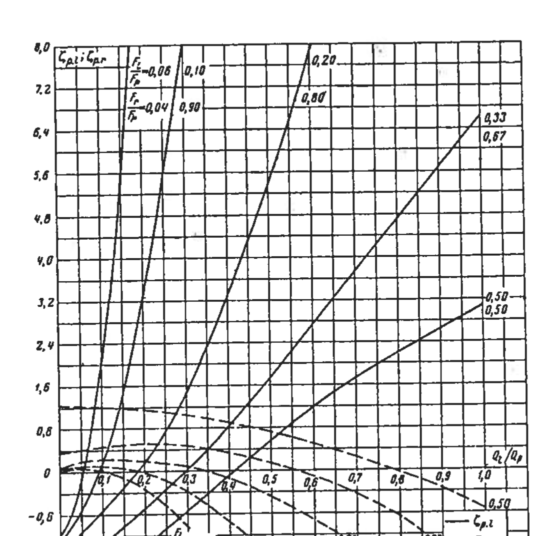
F_l/F_p	K_r
0,10	0,05
0,20	0,14
0,33	0,14
0,50	0,30

Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r = F_p$; $\alpha = 60°$

Chapitre VII

Diagramme 7.11





1) Branche latérale :

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{Q_l}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2 - 2\frac{F_p}{F_r}\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - \frac{F_p}{F_l}\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 + K_l$$

$\zeta_{p.l.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p ;

K_l est donné sur le tableau 7.8 ;

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\frac{Q_l}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2}$$

2) Branche rectiligne :

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{F_p}{F_r}\right)^2\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right) - 2\frac{F_p}{F_r}\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 - \frac{F_p}{F_l}\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 + K_r$$

$\zeta_{p.r.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.r.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p ;

K_r est donné sur le tableau 7.8 ;

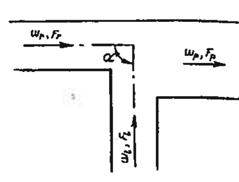
$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2\left(\frac{F_p}{F_r}\right)^2}$$

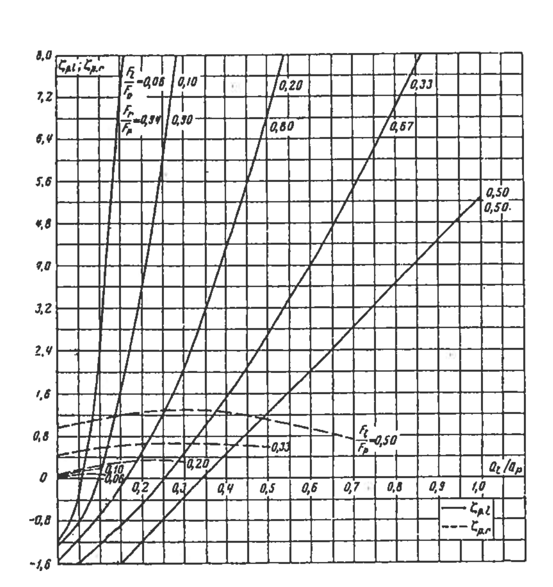
$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p = 0,06		0,10		0,20		0,33		0,50	
	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$	$\zeta_{p.l.}$	$\zeta_{p.r.}$
0	– 1,12	0,00	– 1,22	0,01	– 1,50	0,06	– 2,00	0,33	– 3,00	1,25
0,03	– 0,72	0,05	– 1,00	0,06	– 1,25	0,10	– 1,81	0,39	– 2,80	1,25
0,05	– 0,20	0,05	– 0,68	0,09	– 1,19	0,14	– 1,69	0,41	– 2,60	1,25
0,1	+ 2,00	– 0,03	+ 0,10	+ 0,10	– 0,83	0,19	– 1,37	0,45	– 2,13	1,23
0,2	10,6	– 0,32	3,18	– 0,03	+ 0,20	+ 0,20	– 0,67	0,49	– 1,38	1,17
0,3	24,5	– 1,10	8,01	– 0,38	+ 1,52	+ 0,09	+ 0,09	0,45	– 0,68	1,07
0,4	43,5	– 2,03	14,6	– 0,96	3,30	– 0,14	+ 0,91	+ 0,34	– 0,02	0,90
0,5	68,0	– 3,42	23,0	– 1,75	5,40	– 0,50	1,80	+ 0,16	+ 0,60	0,75
0,6	–	–	33,1	– 2,75	7,80	– 0,95	2,73	– 0,10	1,18	+ 0,48
0,7	–	–	–	–	10,5	– 1,50	3,70	– 0,47	1,72	+ 0,22
0,8	–	–	–	–	13,7	– 2,20	4,70	– 0,85	2,22	– 0,05
1,0	–	–	–	–	–	–	6,60	– 1,90	3,10	– 0,78

Tableau 7.8

F_l/F_p	K_l	K_r
0-0,2	0	0
0,33	0	0,10
0,50	0,10	0,25

Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r = F_p$; $\alpha = 90°$	Chapitre VII Diagramme 7.12





1) Branche latérale :

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{Q_l}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2 - 2\frac{F_p}{F_r}\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 + K_l$$

$\zeta_{p.l.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p ;

K_l est donné sur le tableau 7.9 ;

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\frac{Q_l}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2}$$

2) Branche rectiligne :

$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{pr} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p

$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)\left(\frac{F_p}{F_r}\right)^2}$$

$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p 0,06 $\zeta_{p.l.}$	0,06 $\zeta_{p.r.}$	0,10 $\zeta_{p.l.}$	0,10 $\zeta_{p.r.}$	0,20 $\zeta_{p.l.}$	0,20 $\zeta_{p.r.}$	0,33 $\zeta_{p.l.}$	0,33 $\zeta_{p.r.}$	0,50 $\zeta_{p.l.}$	0,50 $\zeta_{p.r.}$
0	−1,12	0,02	−1,22	0,04	−1,40	0,08	−1,80	0,45	−2,75	1,00
0,03	−0,75	0,05	−1,00	0,08	−1,25	0,12	−1,78	0,50	−2,55	1,04
0,05	−0,20	0,10	−0,75	0,10	−1,10	0,18	−1,50	0,52	−2,35	1,06
0,1	+2,06	0,20	+0,20	0,20	−0,68	0,25	−1,20	0,59	−1,96	1,16
0,2	11,2	—	3,58	—	+0,50	0,34	−0,45	0,66	−1,15	1,25
0,3	25,0	—	8,91	—	2,13	0,32	+0,56	0,64	−0,35	1,28
0,4	46,2	—	16,2	—	4,20	—	1,59	0,62	+0,42	1,22
0,5	72,5	—	25,5	—	6,70	—	2,70	0,58	1,25	1,10
0,6	—	—	36,7	—	9,70	—	4,05	—	2,05	0,88
0,7	—	—	—	—	13,1	—	5,42	—	2,80	0,70
0,8	—	—	—	—	17,0	—	6,98	—	3,65	—
1,0	—	—	—	—	—	—	10,4	—	5,25	—

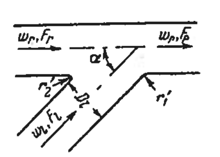
Tableau 7.9

F_l/F_p	K_l
0,06	0
0,10	0
0,20	0,10
0,33	0,20
0,50	0,25

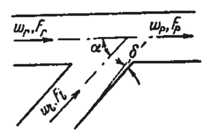
Bifurcation (réunion des courants) de forme améliorée, du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p$ · $\alpha = 45°$	Chapitre VII Diagramme 7.13

N° 1 $r_l'/D_l = 0,1$

N° 2 $r_l'/D_l = 0,2$



N° 3 $\delta' = 8°$



1) Branche latérale :

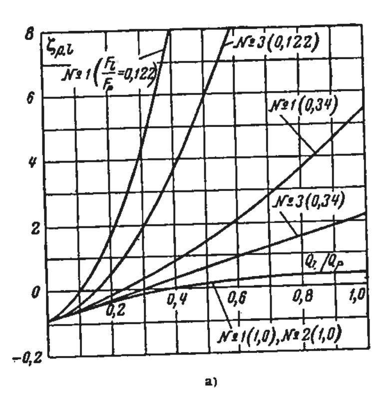
$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p sur le graphique *a*) ;

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\frac{Q_l}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2}$$

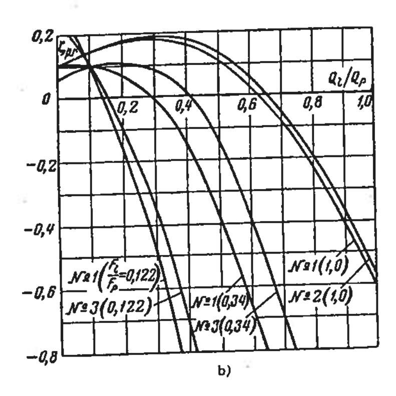
2) Branche rectiligne

$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.r.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p sur le graphique *b*).

$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2}$$



a)



b)

Valeurs de $\zeta_{p.l.}$

N°	1 $\left(\frac{r_1'}{D_l} = 0,1\right)$			2 $\left(\frac{r_1'}{D_l} = 0,2\right)$	3 ($\delta' = 8°$)	
$\frac{Q_l}{Q_p}$ \ F_l/F_p	0,122	0,34	1,0	1,0	0,122	0,34
0,1	0,00	−0,47	−0,62	−0,62	−0,04	−0,58
0,3	4,30	+0,30	−0,17	−0,17	+1,80	0,00
0,6	19,5	2,10	+0,22	+0,22	0,50	0,90
1,0	53,7	5,40	0,38	0,38	22,5	2,10

Valeurs de $\zeta_{p.r.}$

N°	1 $\left(\frac{r_1'}{D_l} = 0,1\right)$			2 $\left(\frac{r_1'}{D_l} = 0,2\right)$	3 ($\delta' = 8°$)	
$\frac{Q_l}{Q_p}$ \ F_l/F_p	0,122	0,34	1,0	1,0	0,122	0,34
0,1	+0,10	0,10	0,14	0,14	0,10	0,10
0,3	−0,50	0,00	0,19	0,18	0,36	0,09
0,6	−3,20	−0,66	+0,06	0,03	2,20	0,40
1,0	−9,70	−2,90	−0,58	−0,61	−7,10	−1,95

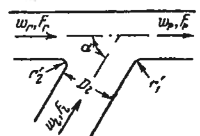
Bifurcation (réunion des courants) de forme améliorée, du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 60°$

Chapitre VII

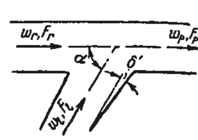
Diagramme 7.14

N° 1 $r_1'/D_l = 0{,}1$

N° 2 $r_1'/D_l = 0{,}2$



N° 3 $\delta' = 8°$



1) Branche latérale

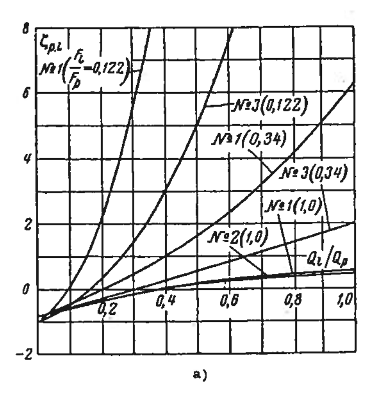
$\zeta_{p.l.} = \dfrac{\Delta H_l}{\dfrac{\gamma w_p^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p sur le graphique *a*).

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\dfrac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\dfrac{Q_l}{Q_p}\dfrac{F_p}{F_l}\right)^2}$$

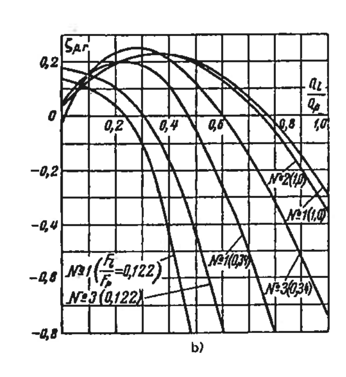
2) Branche rectiligne

$\zeta_{p.r.} = \dfrac{\Delta H_r}{\dfrac{\gamma w_p^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.r.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p sur le graphique *b*).

$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\dfrac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \dfrac{Q_l}{Q_p}\right)^2}$$



a)



b)

Valeurs de $\zeta_{p.l.}$

N°	$1\left(\frac{r_1'}{D_l}=0{,}1\right)$			$2\left(\frac{r_1'}{D_l}=0{,}2\right)$	$3\,(\delta' = 8°)$	
$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p					
	0,122	0,34	1,0	1,0	0,122	0,34
0,1	0,00	− 0,43	− 0,60	− 0,60	− 0.50	− 0,56
0,3	5,50	+ 0,42	− 0,14	− 0,16	+ 1,40	0,00
0,6	21,9	2,30	+ 0,30	+ 0,26	7,50	0,87
1,0	60,0	6,18	0,53	0,50	21,1	2,00

Valeurs de $\zeta_{p.r.}$

N°	$1\left(\frac{r_1'}{D_l}=0{,}1\right)$			$2\left(\frac{r_1'}{D_l}=0{,}2\right)$	$3\,(\delta' = 8°)$	
$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p					
	0,122	0,34	1,0	1,0	0,122	0,34
0,1	+ 0,10	0,15	0,13	0,13	0,15	0,15
0,3	− 0,10	+ 0,19	0,23	0,23	0,00	0,25
0,6	− 1,45	− 0,25	+ 0,14	+ 0,13	− 0,78	0,00
1,0	− 6,14	− 1,65	− 0,30	− 0,35	− 3,10	− 0,75

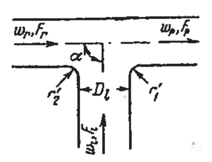
Bifurcation (réunion des courants) de forme améliorée, du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 90°$

Chapitre VII

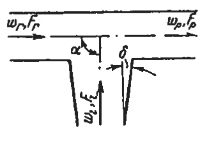
Diagramme 7.15

N° 1 $r_1'/D_l = 0{,}1$

N° 2 $r_1'/D_l = 0{,}2$



N° 3 $\delta' = 8°$



1) Branche latérale :

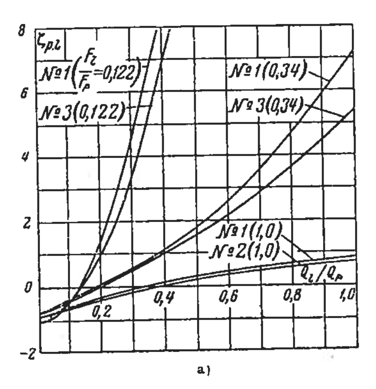
$\zeta_{p.l.} = \dfrac{\Delta H_l}{\dfrac{\gamma w_p^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p sur le graphique *a*) ;

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\dfrac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\dfrac{Q_l}{Q_p}\dfrac{F_p}{F_l}\right)^2}$$

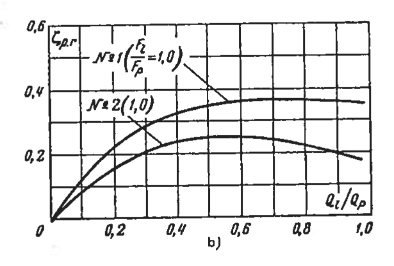
2) Branche rectiligne :

$\zeta_{p.r.} = \dfrac{\Delta H_r}{\dfrac{\gamma w_p^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.r.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p sur le graphique *b*) ;

$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\dfrac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \dfrac{Q_l}{Q_p}\right)^2}$$



a)



b)

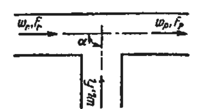
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$

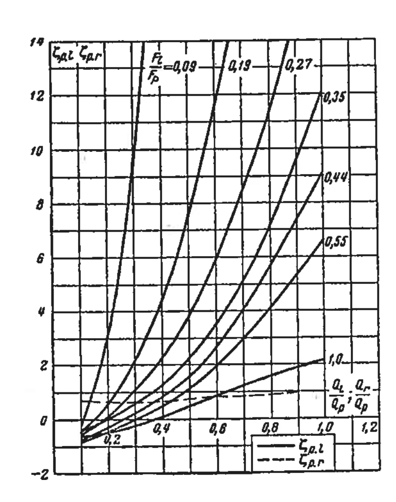
N°	$1\left(\frac{r_1'}{D_l}=0{,}1\right)$			$2\left(\frac{r_1'}{D_l}=0{,}2\right)$	$3\,(\delta' = 8°)$	
$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p					
	0,122	0,34	1,0	1,0	0,122	0,34
0,1	− 0,50	− 0,36	− 0,60	− 0,64	− 0,50	− 0,43
0,3	+ 4,60	+ 0,54	− 0,10	− 0,15	+ 3,24	+ 0,49
0,6	23,6	2,62	+ 0,43	+ 0,31	19,2	2,20
1,0	−	7,11	0,87	0,71	62,0	5,38

Valeurs de $\zeta_{p.r.}$

N°	$1\left(\frac{r_1'}{D_l}=0{,}1\right)$	$2\left(\frac{r_1'}{D_l}=0{,}2\right)$
$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p	
	1,0	1,0
0,1	0,12	0,08
0,3	0,29	0,21
0,6	0,36	0,25
1,0	0,35	0,17

Branchement en T (réunion des courants) normalisé en fonte malléable, avec branches taraudées, du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 90°$	Chapitre VII
	Diagramme 7.16





1) Branche latérale :

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$$ est déterminé d'après les courbes

$\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p ;

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\frac{Q_l}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2}$$

2) Branche rectiligne :

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$$ est déterminé d'après la courbe

$\zeta_{p.r.} = f(Q_r/Q_p)$

$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2}$$

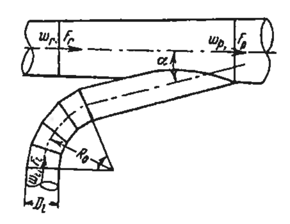
$\frac{F_l}{F_p}$	Q_l/Q_p									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
	Valeurs de $\zeta_{p.l.}$									
0,09	− 0,50	+ 2,97	9,90	19,7	32,4	48,8	66,5	86,9	110	136
0,19	− 0,53	+ 0,53	2,14	4,23	7,30	11,4	15,6	20,3	25,8	31,8
0,27	− 0,69	0,00	1,11	2,18	3,76	5,90	8,38	11,3	14,6	18,4
0,35	− 0,65	− 0,09	+ 0,59	1,31	2,24	3,52	5,20	7,28	9,23	12,2
0,44	− 0,80	− 0,27	+ 0,26	0,84	1,59	2,66	4,00	5,73	7,40	9,12
0,55	− 0,83	− 0,48	0,00	0,53	1,15	1,89	2,92	4,00	5,36	6,60
1,0	− 0,65	− 0,40	− 0,24	+ 0,10	0,50	0,83	1,13	1,47	1,86	2,30
	Valeurs de $\zeta_{p.r.}$									
pour toutes les valeurs de F_l/F_p	0,70	0,64	0,60	0,65	0,75	0,85	0,92	0,96	0,99	1,00

Bifurcation (réunion des courants) à section circulaire La branche latérale formant un coude progressif ($R_0/D_l = 2$) du type $F_l + F_r = F_p \cdot \alpha = 12$ à 15° branche latérale	Chapitre VII
	Diagramme 7.17

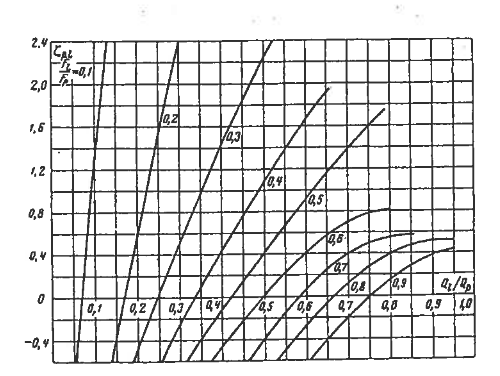
$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$$ est déterminé d'après les courbes

$\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p ;

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\frac{Q_l}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2}$$



$\frac{F_l}{F_p}$	Q_l/Q_p										
	0,1	0,15	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
	Valeurs de $\zeta_{p.l.}$										
0,1	1,20	+ 2,90	−	−	−	−	−	−	−	−	−
0,2	−	− 0,36	+ 0,60	2,40	−	−	−	−	−	−	−
0,3	−	−	− 0,48	+ 0,50	1,40	2,22	−	−	−	−	−
0,4	−	−	−	− 0,24	+ 0,44	1,09	1,68	−	−	−	−
0,5	−	−	−	−	− 0,10	+ 0,40	0,92	1,40	−	−	−
0,6	−	−	−	−	− 0,44	+ 0,02	0,40	0,70	−	−	−
0,7	−	−	−	−	−	− 0,37	+ 0,06	0,40	0,56	−	−
0,8	−	−	−	−	−	−	− 0,28	+ 0,12	0,40	0,52	−
0,9	−	−	−	−	−	−	− 0,60	− 0,20	+ 0,16	0,39	−



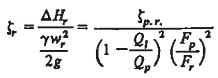
Bifurcation (réunion des courants) à section circulaire La branche latérale formant un coude progressif ($R_0/D_l = 2$) du type $F_l + F_r = F_p \cdot \alpha = 12$ à 15° branche rectiligne

Chapitre VII

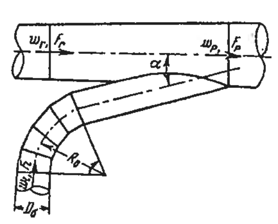
Diagramme 7.18

$\zeta_{p.r.} = \dfrac{\Delta H_r}{\dfrac{\gamma w_p^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes

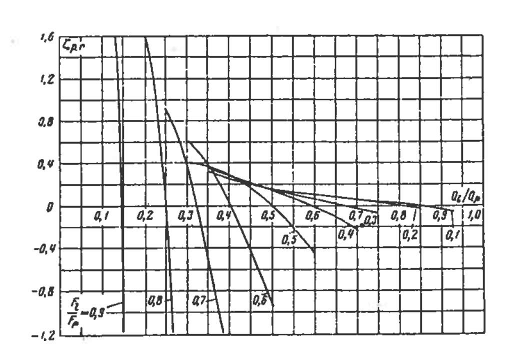
$\zeta_{p.r.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p ;



$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\dfrac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \dfrac{Q_l}{Q_p}\right)^2 \left(\dfrac{F_p}{F_r}\right)^2}$$



F_l/F_p	Q_l/Q_p										
	0,14	0,15	0,2	0,25	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
	Valeurs de $\zeta_{p.r.}$										
0,1	–	–	–	–	–	–	0,16	0,10	0,06	+ 0,02	– 0,04
0,2	–	–	–	–	–	–	0,16	0,10	0,06	0,00	–
0,3	–	–	–	–	–	0,26	0,16	+ 0,06	– 0,02	–	–
0,4	–	–	–	–	–	0,30	0,16	0,00	– 0,24	–	–
0,5	–	–	–	–	0,40	0,30	0,00	– 0,44	–	–	–
0,6	–	–	–	–	0,60	+ 0,03	– 0,94	–	–	–	–
0,7	–	–	–	0,90	+ 0,37	– 1,48	–	–	–	–	–
0,8	–	–	1,60	0,00	–	–	–	–	–	–	–
0,9	+ 0,60	– 1,20	–	–	–	–	–	–	–	–	–



Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r \geq F_p$, à section rectangulaire, arrondie ($r/b_l = 1$) · $\alpha = 90°$ branche latérale

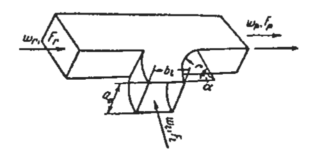
Chapitre VII

Diagramme 7.19

$\zeta_{p.l.} = \dfrac{\Delta H_l}{\dfrac{\gamma w_p^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes

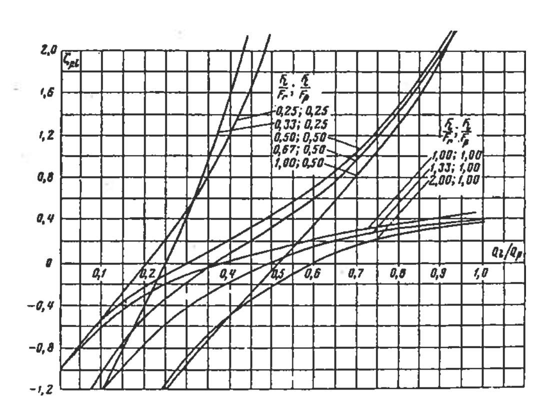
$\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_r et F_l/F_p ;

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\dfrac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\dfrac{Q_l}{Q_p}\dfrac{F_p}{F_l}\right)^2}$$



Valeurs de $\zeta_{p.l.}$

F_l/F_r	F_r/F_p	F_l/F_p	Q_l/Q_p										
			0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0,25	1,00	0,25	– 1,00	– 0,50	0,00	0,50	1,20	2,20	3,70	5,80	8,40	11,4	14,0
0,33	0,75	0,25	– 2,00	– 1,20	– 0,40	+ 0,40	1,60	3,00	4,80	6,80	8,90	11,0	13,0
0,50	1,00	0,50	– 1,00	– 0,50	– 0,20	0,00	0,25	0,45	0,70	1,00	1,50	2,00	2,70
0,67	0,75	0,50	– 1,70	– 1,00	– 0,60	– 0,20	+ 0,10	0,30	0,60	1,00	1,45	2,00	2,60
1,00	0,50	0,50	– 3,00	– 2,15	– 1,45	– 0,95	– 0,50	0,00	0,40	0,80	1,30	1,90	2,80
1,00	1,00	1,00	– 1,00	– 0,60	– 0,30	– 0,10	+ 0,04	0,13	0,21	0,29	0,36	0,42	0,50
1,33	0,75	1,00	– 1,80	– 1,20	– 0,80	– 0,40	– 0,20	0,00	0,16	0,24	0,32	0,38	0,40
2,00	0,50	1,00	– 3,00	– 2,10	– 1,40	– 0,90	– 0,50	– 0,20	0,00	0,20	0,25	0,30	0,40



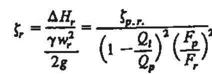
Bifurcation (réunion des courants) du type $F_l + F_r \geqslant F_p$, à section rectangulaire, arrondie ($r/b_l = 1$) · $\alpha = 90°$ branche rectiligne

Chapitre VII

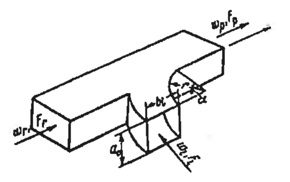
Diagramme 7.20

$\zeta_{p.r.} = \dfrac{\Delta H_r}{\dfrac{\gamma w_p^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes

$\zeta_{p.r.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p et F_r/F_p ;

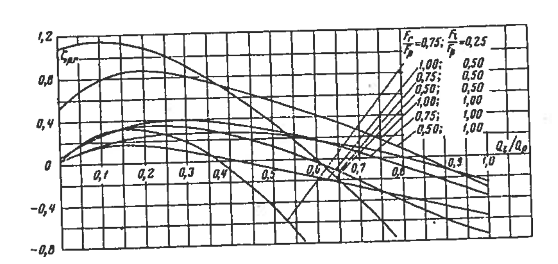


$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\dfrac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \dfrac{Q_l}{Q_p}\right)^2 \left(\dfrac{F_p}{F_r}\right)^2}$$



Valeurs de $\zeta_{p.r.}$

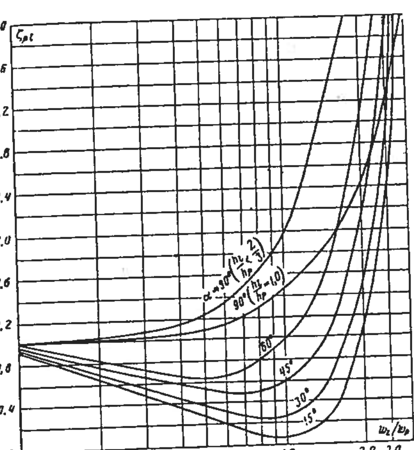
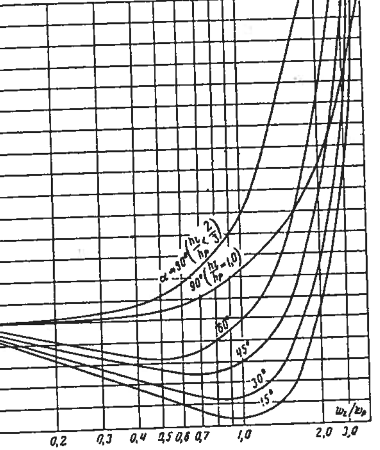
$\frac{F_l}{F_r}$	$\frac{F_r}{F_p}$	$\frac{F_l}{F_p}$	Q_l/Q_p										
			0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0,33	0,75	0,25	0,00	0,30	0,30	+ 0,20	– 0,10	– 0,45	– 0,92	– 1,45	– 2,00	– 2,60	– 3,30
0,50	1,00	0,50	0,00	0,17	0,16	0,10	0,00	– 0,08	– 0,18	– 0,27	– 0,37	– 0,46	– 0,55
0,67	0,75	0,50	0,00	0,27	0,35	0,32	0,25	+ 0,12	– 0,03	– 0,23	– 0,42	– 0,58	– 0,70
1,00	0,50	0,50	1,10	1,15	1,10	0,90	0,65	0,35	0,00	– 0,40	– 0,80	– 1,30	– 1,80
1,00	1,00	1,00	0,00	0,18	0,24	0,27	0,26	0,23	0,18	0,10	0,00	– 0,12	– 0,25
1,33	0,75	1,00	0,05	0,75	0,36	0,38	0,35	0,27	0,18	+ 0,05	– 0,08	– 0,22	– 0,36
2,00	0,50	1,00	0,50	0,80	0,87	0,80	0,68	0,55	0,40	0,25	+ 0,08	– 0,10	– 0,30



Bifurcation (séparation des courants) du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p$ · $\alpha = 0$ à 90° branche latérale

Chapitre VII

Diagramme 7.21

h_l : hauteur de la section de la branche latérale,

h_p : hauteur de la section de la branche principale,

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\dfrac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l}}{\left(\dfrac{w_l}{w_p}\right)^2}$$

$$\frac{w_l}{w_p} = \frac{Q_l}{Q_p} \cdot \frac{F_p}{F_l}$$

1) $0 < \alpha < 60°$ et $\alpha = 90°$ pour $h_l/h_p \leqslant 2/3$:

$$\zeta_{p.l} = \frac{\Delta H_l}{\dfrac{\gamma w_p^2}{2g}} = A'\left[1 + \left(\frac{w_l}{w_p}\right)^2 - 2\frac{w_l}{w_p}\cos\alpha\right] = A'\zeta'_{p.l}$$

2) $\alpha = 90°$ et $h_l/h_p = 1$ (jusqu'à $w_l/w_p \simeq 2$) :

$$\zeta_{p.l} = \frac{\Delta H_l}{\dfrac{\gamma w_p^2}{2g}} = A'\left[0{,}34 + \left(\frac{w_l}{w_p}\right)^2\right] = A'\zeta'_{p.l}$$

où : $\zeta'_{p.l}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta'_{p.l} = f(w_l/w_p)$ pour divers $\alpha°$,

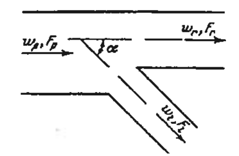
$A' = 1$ pour $w_l/w_p \leqslant 0{,}8$,

$A' \approx 0{,}9$ pour $w_l/w_p > 0{,}8$.

Valeurs de $\zeta_{p.l}$

$\frac{w_l}{w_p}$	$\alpha°$				90°	
	15	30	45	60	$h_l/h_p \leqslant 2/3$	$h_l/h_p = 1{,}0$
0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
0,1	0,92	0,94	0,97	1,0	1,01	1,0
0,2	0,65	0,70	0,75	0,84	1,04	1,01
0,4	0,38	0,46	0,60	0,76	1,16	1,05
0,6	0,20	0,31	0,50	0,65	1,35	1,15
0,8	0,09	0,25	0,51	0,80	1,64	1,32
1,0	0,07	0,27	0,58	1,00	2,00	1,45
1,2	0,12	0,36	0,74	1,23	2,44	1,60
1,4	0,24	0,70	0,98	1,54	2,96	1,77
1,6	0,46	0,80	1,30	1,98	3,54	1,95
2,0	1,10	1,52	2,16	3,00	4,60	2,45
2,6	2,75	3,23	4,10	5,15	7,76	–
3,0	7,20	7,40	7,80	8,10	9,00	–
4,0	14,1	14,2	14,8	15,0	16,0	–
5,0	23,2	23,5	23,8	24,0	25,0	–
6,0	34,2	34,5	35,0	35,0	36,0	–
8,0	62,0	62,7	63,0	63,0	64,0	–
10	98,0	98,3	98,6	99,0	100	–

Bifurcation (séparation des courants) du type $F_l + F_r = F_p$; $\alpha = 0$ à 90° branche latérale	Chapitre VII
	Diagramme 7.22



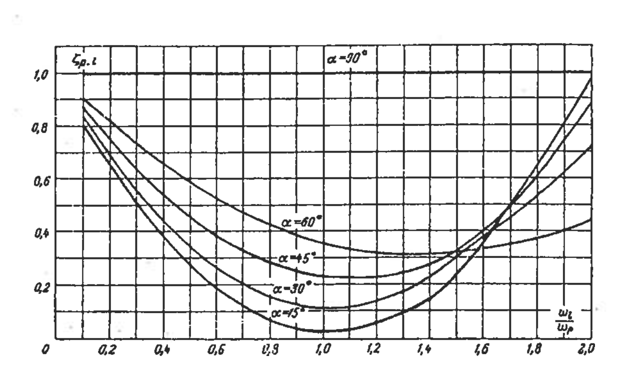


Tableau 7.10

$\alpha°$	K'_l
15	0,04
30	0,16
45	0,36
60	0,64
90	1,00

Valeurs de $\zeta_{p.l.}$

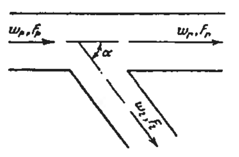
$\frac{w_l}{w_p}$	$\alpha°$ 15°	30°	45°	60°	90°
0,1	0,81	0,84	0,87	0,90	1,00
0,2	0,65	0,69	0,74	0,82	1,00
0,3	0,51	0,56	0,63	0,79	1,00
0,4	0,38	0,44	0,54	0,66	1,00
0,5	0,28	0,34	0,45	0,59	1,00
0,6	0,19	0,26	0,38	0,53	1,00
0,8	0,06	0,16	0,28	0,43	1,00
1,0	0,03	0,11	0,23	0,36	1,00
1,2	0,06	0,13	0,22	0,32	1,00
1,4	0,13	0,23	0,28	0,31	1,00
1,6	0,35	0,37	0,38	0,33	1,00
1,8	0,63	0,60	0,53	0,37	1,00
2,0	0,98	0,89	0,73	0,44	1,00

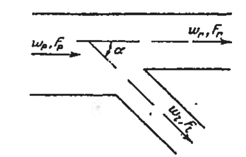
$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{w_l}{w_p}\right)^2 - 2\frac{w_l}{w_p}\cos\alpha - K'_l\left(\frac{w_l}{w_p}\right)^2$$

où : K'_l est donné sur le tableau 7.10.

$\zeta_{p.l.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.l.} = f(w_l/w_p)$ pour divers $\alpha°$.

Bifurcation (séparation des courants) du type $F_l+F_r>F_p$ et $F_l+F_r=F_p$; $\alpha = 0$ à 90° branche rectiligne	Chapitre VII
	Diagramme 7.23

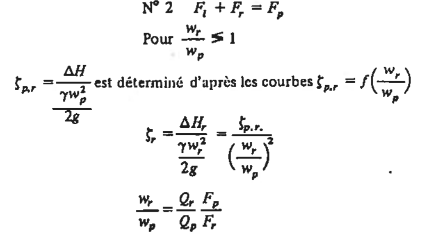




N° 1 $F_l + F_r > F_p$

Pour $\frac{w_r}{w_p} \leqslant 1$

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} \cong 0{,}4\left(1 - \frac{w_r}{w_p}\right)^2$$



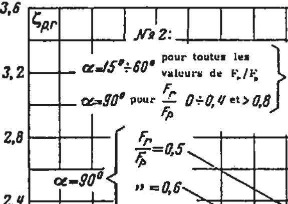
N° 2 $F_l + F_r = F_p$

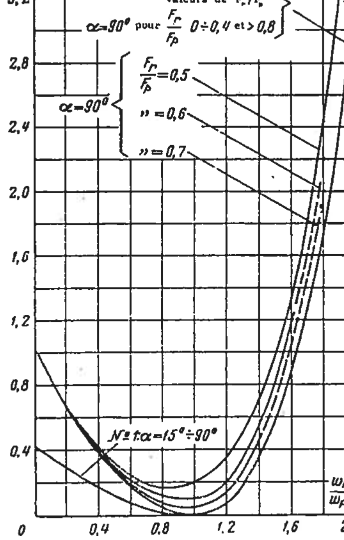
Pour $\frac{w_r}{w_p} \leqslant 1$

$\zeta_{p.r} = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.r} = f\left(\frac{w_r}{w_p}\right)$

$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(\frac{w_r}{w_p}\right)^2}$$

$$\frac{w_r}{w_p} = \frac{Q_r}{Q_p}\frac{F_p}{F_r}$$





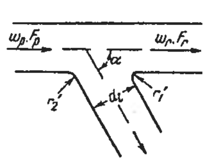
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$

α	N° 1 15 - 90°	N° 2 15 - 60°	90°				
$\frac{w_r}{w_p}$ \ F_r/F_p	0 - 1,0	0 - 1,0	0 - 0,4	0,5	0,6	0,7	> 0,8
0	0,40	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,1	0,32	0,81	0,81	0,81	0,81	0,81	0,81
0,2	0,26	0,64	0,64	0,64	0,64	0,64	0,64
0,3	0,20	0,50	0,50	0,52	0,52	0,50	0,50
0,4	0,15	0,36	0,36	0,40	0,38	0,37	0,36
0,5	0,10	0,25	0,25	0,30	0,28	0,26	0,25
0,6	0,06	0,16	0,16	0,23	0,20	0,18	0,16
0,8	0,02	0,04	0,04	0,16	0,12	0,07	0,04
1,0	0,00	0,00	0,00	0,20	0,10	0,05	0,00
1,2	–	0,07	0,07	0,36	0,21	0,14	0,07
1,4	–	0,39	0,39	0,78	0,59	0,49	–
1,6	–	0,90	0,90	1,36	1,15	–	–
1,8	–	1,78	1,78	2,43	–	–	–
2,0	–	3,20	3,20	4,00	–	–	–

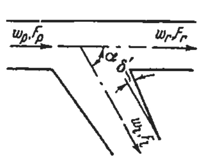
Bifurcation (séparation des courants) du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p$, de forme améliorée | **Chapitre VII** | **Diagramme 7.24**

N° 1 $r_2'/D_l = 0{,}1$

N° 2 $r_2'/D_l = 0{,}2$



N° 3 $\delta' = 8°$

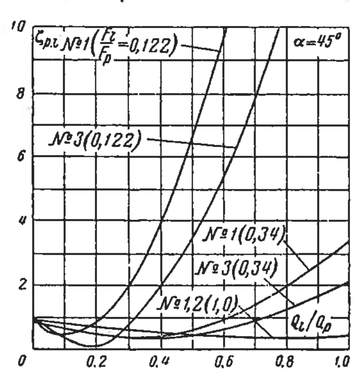


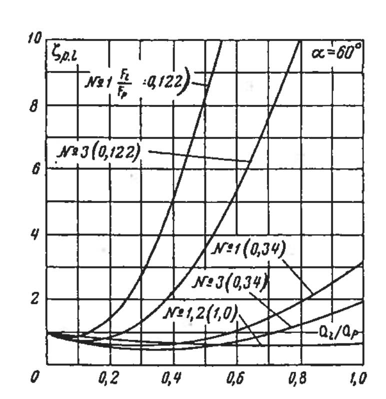
1) Branche latérale :

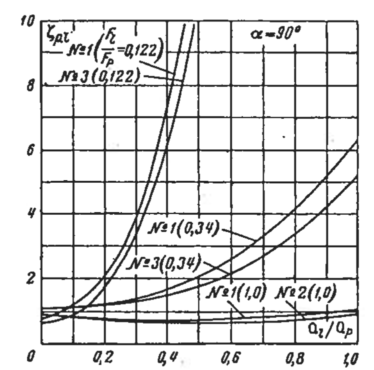
$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$$ est déterminé d'après les courbes

$$\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$$

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\frac{Q_l}{Q_p}\cdot\frac{F_p}{F_l}\right)^2}$$







Bifurcation (séparation des courants) du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p$, de forme améliorée | **Chapitre VII** | **Diagramme 7.24**

1. α = 45°

Valeurs de $\zeta_{p.l.}$

N°	$1\left(\frac{r_2'}{D_l}=0{,}1\right)$			$2\left(\frac{r_2'}{D_l}=0{,}2\right)$	$3(\delta'=8°)$	
$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p					
	0,122	0,34	1,0	1,0	0,122	0,34
0,1	0,40	0,62	0,77	0,77	0,40	0,62
0,3	1,90	0,35	0,56	0,56	0,90	0,35
0,6	9,60	0,90	0,32	0,32	5,40	0,60
1,0	30,6	3,35	0,32	0,32	17,4	2,00

1. α = 60°

Valeurs de $\zeta_{p.l.}$

N°	$1\left(\frac{r_2'}{D_l}=0{,}1\right)$			$2\left(\frac{r_2'}{D_l}=0{,}2\right)$	$3(\delta'=8°)$	
$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p					
	0,122	0,34	1,0	1,0	0,122	0,34
0,1	0,90	0,77	0,84	0,84	0,70	0,67
0,3	2,70	0,60	0,67	0,67	1,30	0,44
0,6	12,0	1,10	0,53	0,53	5,40	0,68
1,0	36,7	3,16	0,62	0,62	16,6	1,85

1. α = 90°

Valeurs de $\zeta_{p.l.}$

N°	$1\left(\frac{r_2'}{D_l}=0{,}1\right)$			$\left(2\ \frac{r_2'}{D_l}=0{,}2\right)$	$3(\delta'=8°)$	
$\frac{Q_l}{Q_p}$	F_l/F_p					
	0,122	0,34	1,0	1,0	0,122	0,34
0,1	1,20	1,15	0,85	0,85	0,90	1,10
0,3	4,00	1,42	0,77	0,74	3,40	1,30
0,6	17,8	2,65	0,78	0,69	17,3	2,17
1,0	—	6,30	1,00	0,91	—	5,20

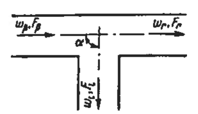
2) Branche rectiligne :

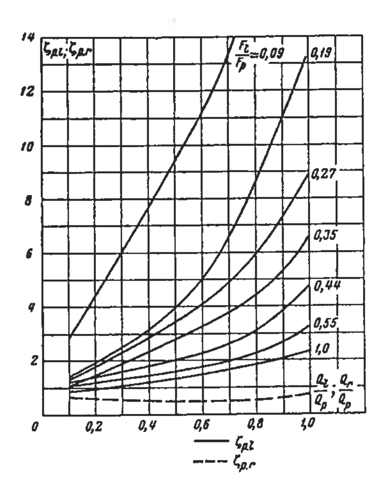
$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$$ est donné sur le diagramme 7.23 (courbe 1).

Branchement en T (séparation des courants) du type $F_l + F_r > F_p$; $F_r = F_p$, normalisé, en fonte malléable, avec branches taraudées $\alpha = 90°$

Chapitre VII

Diagramme 7.25





1) Branche latérale :

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$$ est déterminé d'après les courbes

$\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_p ;

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\frac{Q_l}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2}$$

2) Branche rectiligne :

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$$ est déterminé d'après la courbe

$\zeta_{p.r.} = f(Q_r/Q_p)$ pour toutes les valeurs de F_l/F_p ;

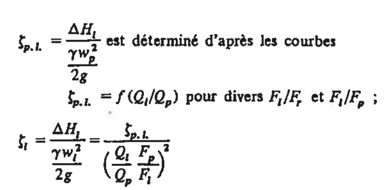
$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1-\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2\left(\frac{F_p}{F_r}\right)^2}$$

$\frac{F_l}{F_p}$	Q_l/Q_p (Q_r/Q_p)									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
	Valeurs de $\zeta_{p.l.}$									
0,09	2,80	4,50	6,00	7,88	9,40	11,1	13,0	15,8	20,0	24,7
0,19	1,41	2,00	2,50	3,20	3,97	4,95	6,50	8,45	10,8	13,3
0,27	1,37	1,81	2,30	2,83	3,40	4,07	4,80	6,00	7,18	8,90
0,35	1,10	1,54	1,90	2,35	2,73	3,22	3,80	4,32	5,28	6,53
0,44	1,22	1,45	1,67	1,89	2,11	2,38	2,58	3,04	3,84	4,75
0,55	1,09	1,20	1,40	1,59	1,65	1,77	1,94	2,20	2,68	3,30
1,00	0,90	1,00	1,13	1,20	1,40	1,50	1,60	1,80	2,06	2,30
	Valeurs de $\zeta_{p.r.}$									
pour toutes les valeurs de F_l/F_p	0,70	0,64	0,60	0,57	0,55	0,51	0,49	0,55	0,62	0,70

Bifurcation (séparation des courants) du type $F_l + F_r \geqslant F_p$, à section rectangulaire, avec coude arrondi ($r/b_l = 1$) $\alpha = 90°$ branche latérale

Chapitre VII

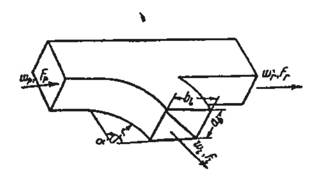
Diagramme 7.26



$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$$ est déterminé d'après les courbes

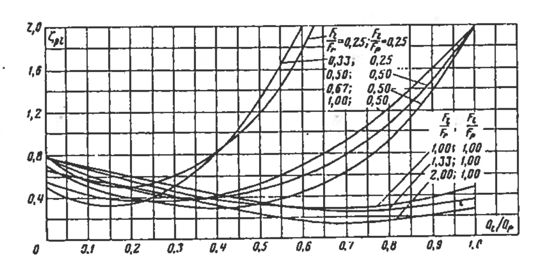
$\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_l/F_r et F_l/F_p ;

$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.l.}}{\left(\frac{Q_l}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2}$$

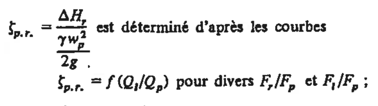


Valeurs de $\zeta_{p.l.}$

$\frac{F_l}{F_r}$	$\frac{F_r}{F_p}$	$\frac{F_l}{F_p}$	Q_l/Q_p										
			0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0,25	1,00	0,25	0,80	0,55	0,50	0,60	0,85	1,20	1,80	3,10	4,35	6,00	6,70
0,33	0,75	0,25	0,50	0,35	0,35	0,50	0,80	1,30	2,00	2,80	3,75	5,00	6,50
0,50	1,00	0,50	0,80	0,62	0,48	0,40	0,40	0,48	0,60	0,78	1,08	1,50	2,00
0,67	0,75	0,50	0,70	0,52	0,40	0,32	0,30	0,34	0,44	0,62	0,92	1,38	2,00
1,00	0,50	0,50	0,55	0,44	0,38	0,38	0,41	0,52	0,68	0,92	1,21	1,57	2,00
1,00	1,00	1,00	0,78	0,67	0,55	0,46	0,37	0,32	0,29	0,29	0,30	0,37	0,50
1,33	0,75	1,00	0,78	0,70	0,60	0,51	0,42	0,34	0,28	0,26	0,26	0,29	0,37
2,00	0,50	1,00	0,65	0,60	0,52	0,43	0,33	0,24	0,17	0,15	0,17	0,21	0,25



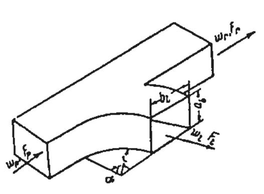
Bifurcation (séparation des courants) du type $F_l + F_r \geqslant F_p$, à section rectangulaire, avec coude arrondi ($r/b_l = 1$) $\alpha = 90°$ branche rectiligne	Chapitre VII
	Diagramme 7.27



$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$$ est déterminé d'après les courbes

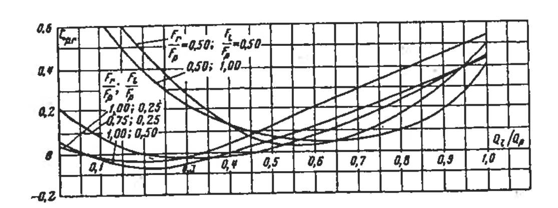
$\zeta_{p.r.} = f(Q_l/Q_p)$ pour divers F_r/F_p et F_l/F_p ;

$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2 \left(\frac{F_p}{F_r}\right)^2}$$

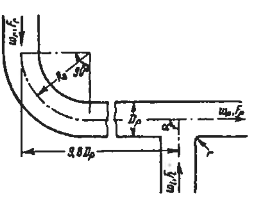


Valeurs de $\zeta_{p.r.}$

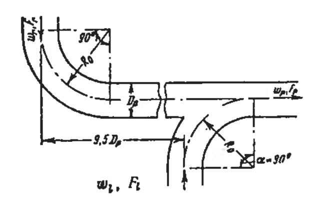
$\frac{F_l}{F_r}$	$\frac{F_r}{F_p}$	$\frac{F_l}{F_p}$	Q_l/Q_p										
			0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0,25	1,00	0,25	+0,04	−0,01	−0,03	−0,01	+0,05	0,13	0,21	0,29	0,38	0,46	0,54
0,33	0,75	0,25	0,20	0,08	0,00	−0,02	−0,01	0,02	0,08	0,16	0,24	0,34	0,45
0,50	1,00	0,50	+0,05	−0,03	−0,06	−0,05	0,00	+0,06	0,12	0,19	0,27	0,35	0,43
0,67	0,75	0,50	0,20	+0,04	−0,02	−0,04	−0,03	−0,01	+0,04	0,12	0,23	0,37	0,50
1,00	0,50	0,50	1,00	+0,72	+0,48	+0,28	+0,13	+0,05	0,04	0,09	0,18	0,30	0,50
1,00	1,00	1,00	+0,05	−0,02	−0,04	−0,04	−0,01	+0,06	0,13	0,22	0,30	0,38	0,45
1,33	0,75	1,00	0,20	+0,10	+0,01	−0,03	−0,03	−0,01	+0,03	0,10	0,20	0,30	0,42
2,00	0,50	1,00	0,95	0,62	0,38	+0,23	+0,13	+0,08	0,05	0,06	0,10	0,20	0,40



Bifurcations (réunion des courants) non symétriques, du type $F_l + F_r \geqslant F_p$; $F_r = F_p$ avec coudes arrondis sur les branches rectilignes ($R_0/D_p = 2$) $\alpha = 90°$	Chapitre VII
	Diagramme 7.28



N° 1) Le bord de la branche latérale est légèrement arrondi (r/D_p = 0,1).



N° 2) La branche latérale est arrondie (R_0/D_p = 2).

1) Branche latérale :

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$$ est déterminé d'après la courbe

$\zeta_{p.l.} = f(Q_l/Q_p)$

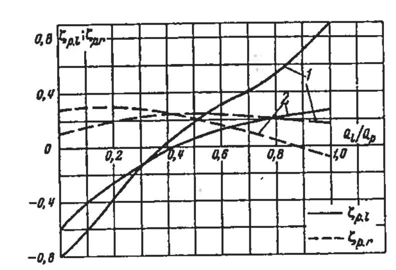
$$\zeta_l = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{pl}}{\left(\frac{Q_l}{Q_p}\right)^2}$$

2) Branche rectiligne :

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$$ est déterminé d'après les courbes

$\zeta_{p.r.} = f(Q_l/Q_p)$;

$$\zeta_r = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_r^2}{2g}} = \frac{\zeta_{p.r.}}{\left(1 - \frac{Q_l}{Q_p}\right)^2}$$

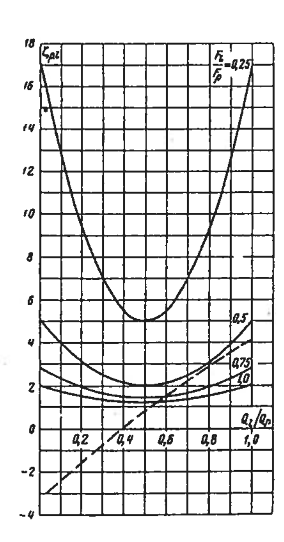


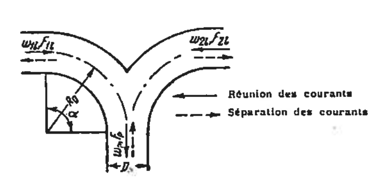
$\frac{Q_l}{Q_p}$	$\zeta_{p.l.}$		$\zeta_{p.r.}$	
	N° 1	N° 2	N° 1	N° 2
0	−0,80	−0,60	0,11	0,28
0,1	−0,59	−0,40	0,15	0,30
0,2	−0,35	−0,27	0,19	0,29
0,3	−0,15	−0,14	0,22	0,28
0,4	+0,02	−0,02	0,24	0,25
0,5	0,18	+0,05	0,24	0,20
0,6	0,31	0,12	0,23	0,15
0,7	0,40	0,15	0,21	0,10
0,8	0,54	0,20	0,20	+0,05
0,9	0,70	0,24	0,19	−0,02
1,0	0,90	0,27	0,17	−0,08

Branchement symétrique en T $\alpha = 90°$

Chapitre VII

Diagramme 7.29





1) Réunion des courants (de directions opposées) :

a) sans cloison

$$\zeta_{1p.l.} = \frac{\Delta H_{1l}}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{F_p}{F_{1l}}\right)^2 + 3\left(\frac{F_p}{F_{1l}}\right)^2\left[\left(\frac{Q_{1l}}{Q_p}\right)^2 - \left(\frac{Q_{1l}}{Q_p}\right)\right]$$

Les courbes $\zeta_{p.l.} = f(Q_{1l}/Q_p)$ sont données pour divers F_{1l}/F_p ;

$$\zeta_{1l} = \frac{\Delta H_{1l}}{\frac{\gamma w_{1l}^2}{2g}} = \frac{\zeta_{1p.l.}}{\left(\frac{Q_{1l}}{Q_p}\frac{F_p}{F_{1l}}\right)^2}.$$

Pour l'autre branche latérale, les formules sont les mêmes, avec l'indice 2 au lieu de l'indice 1.

b) avec cloison

$\zeta_{1p.l.}$ est exprimé par la courbe en pointillé $\zeta_{1p.l.} = f(Q_l/Q_p)$.

2) Séparation des courants :

$$\zeta_{p.l.} = \frac{\Delta H_{1l}}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + k\left(\frac{w_l}{w_p}\right)^2$$

où : $k \simeq 1{,}5$ pour des T normalisés, à branches taraudées, en fonte malléable ;

$k \simeq 0{,}3$ pour les T soudés.

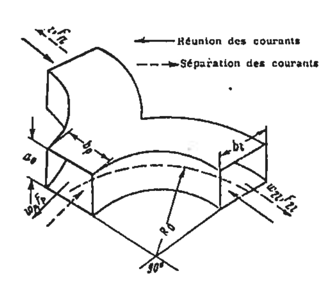
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$

$\frac{F_{1l}}{F_p}$	Q_l/Q_p										
	0	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,0
a) Sans cloison											
0,25	17,0	12,7	9,30	6,92	5,48	5,00	5,48	6,92	9,32	12,7	17,0
0,50	5,00	3,92	3,08	2,48	2,12	2,00	2,12	2,48	3,08	3,92	5,00
0,75	2,77	2,30	1,92	1,66	1,50	1,45	1,50	1,66	1,92	2,30	2,77
1,0	2,00	1,73	1,52	1,37	1,28	1,25	1,28	1,37	1,52	1,73	2,00
b) Avec cloison											
1,0	– 3,25	– 2,40	– 1,51	– 0,80	0	+ 0,75	1,45	2,15	2,85	3,50	4,15

Branchements symétriques (« queue d'hirondelle ») $\alpha = 90°$

Chapitre VII

Diagramme 7.30



N° 1 Section circulaire ; $R_0/D_p = 2$

N° 2 Section rectangulaire ; $R_0/b_p = 1{,}5$

N° 1 Section circulaire $\zeta_{1p.l.} = \frac{\Delta H_{1l}}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$

a) réunion des courants, courbe $\zeta_{1p.l.} = f(Q_l/Q_p)$;

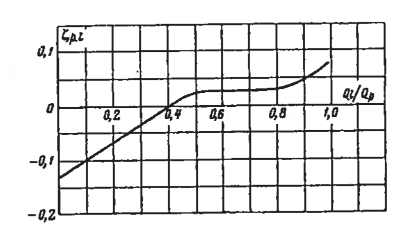
b) séparation des courants, tableau 7.11

$$\zeta_{1l} = \frac{\Delta H_{1l}}{\frac{\gamma w_l^2}{2g}} = \frac{\zeta_{1p.l.}}{\left(\frac{Q_{1l}}{Q_p}\frac{F_p}{F_l}\right)^2}$$

Pour l'autre branche latérale, les formules sont les mêmes, en remplaçant l'indice 1 par l'indice 2.

Tableau 7.11

$\frac{F_{1l}}{F_p} = 0{,}5$; $\frac{Q_{1l}}{Q_p} = 0{,}5$					
$\frac{R_0}{D_p}$	0,50	0,75	1,0	1,5	2,0
ζ_{1l}	1,10	0,60	0,40	0,25	0,20



N° 2 Section rectangulaire

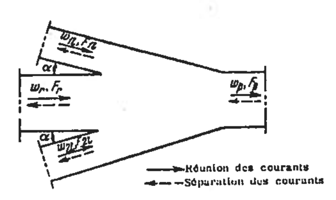
$\zeta_{1p.l.} = \frac{\Delta H_{1l}}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$ est déterminé d'après le tableau 7.12.

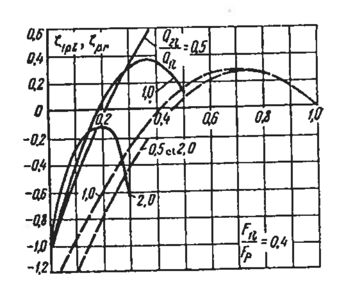
Tableau 7.12

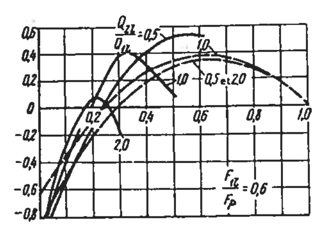
$\frac{Q_{1l}}{Q_p} = 0{,}5$		
$\frac{F_{1l}}{F_p}$	0,50	1,0
Réunion des courants $\zeta_{1p.l.}$	0,23	0,07
Séparation des courants $\zeta_{1p.l.}$	0,30	0,25

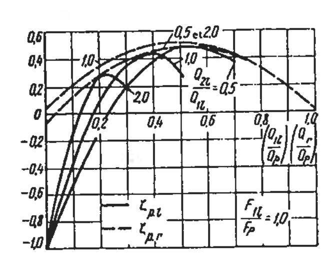
Q_l/Q_p	$\zeta_{1p.l.}$
0	– 0,13
0,10	– 0,10
0,20	– 0,07
0,30	– 0,03
0,40	0
0,50	+ 0,03
0,60	0,03
0,70	0,03
0,80	0,03
0,90	0,05
1,0	0,08

Fourche du type $F_{1l} = F_{2l} = F_l$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 15°$	Chapitre VII
	Diagramme 7.31









1) Réunion des courants (fourche d'apport)

a) Branche latérale

$$\zeta_{1p.l.} = \frac{\Delta H_{1l}}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{Q_{1l}}{Q_p} \cdot \frac{F_p}{F_{1l}}\right)^2 - 8\left(\frac{Q_{1l}}{Q_p}\right)^2 \cdot \frac{\left[\frac{Q_p}{Q_{1l}} - \left(1 + \frac{Q_{2l}}{Q_{1l}}\right)\right]^2}{4 - \left(1 + \frac{Q_{2l}}{Q_{1l}}\right) \cdot \frac{Q_{1l}}{Q_p}} - 1{,}93 \left(\frac{Q_{1l}}{Q_p}\right)^2 \frac{F_p}{F_{1l}} \left[1 + \left(\frac{Q_{2l}}{Q_{1l}}\right)^2\right]$$

$\zeta_{1p.l.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{1p.l.} = f(Q_l/Q_p,\ Q_{2l}/Q_{1l})$ pour divers F_{1l}/F_p.

Pour l'autre branche latérale les indices 1 et 2 sont intervertis

b) Branche rectiligne

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = 1 + \left(\frac{Q_r}{Q_p}\right)^2 - \left(\frac{Q_r}{Q_p}\right)^2 \frac{1 + \frac{Q_r}{Q_p}}{\left(0{,}75 + 0{,}25\frac{Q_r}{Q_p}\right)^2} - 1{,}93\left(\frac{Q_r}{Q_p}\right)^2 \frac{F_p}{F_{1l}} \frac{1 + \left(\frac{Q_{2l}}{Q_{1l}}\right)^2}{\left(1 + \frac{Q_{2l}}{Q_{1l}}\right)^2} \left(\frac{Q_p}{Q_r} - 1\right)^2$$

$\zeta_{p.r.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.r.} = f(Q_r/Q_p,\ Q_{2l}/Q_{1l})$ pour divers F_{1l}/F_p.

2) Séparation des courants (fourche de répartition)

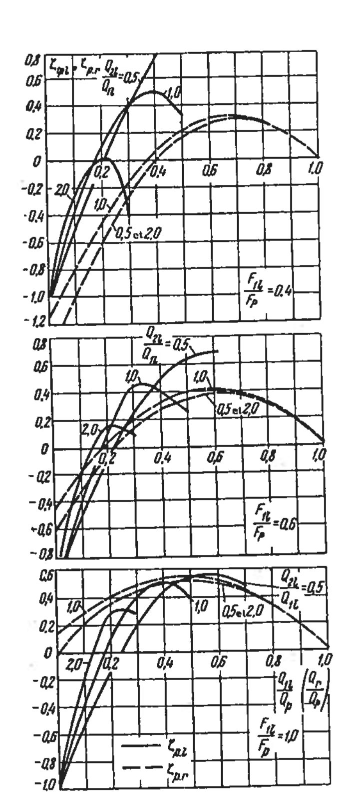
$\zeta_{1p.l.}$ et $\zeta_{p.r.}$ sont déterminés approximativement comme pour les bifurcations de répartition, d'après les diagrammes 7.21 et 7.23 (courbe 1).

Fourche du type $F_{1l} = F_{2l} = F_l$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 15°$ (suite)	Chapitre VII
	Diagramme 7.31

$\frac{Q_{2l}}{Q_{1l}}$	Q_{1l}/Q_p (Q_r/Q_p)										
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$F_{1l}/F_p = 0,2$											
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$											
0,5	– 1,0	– 0,37	+ 0,46	1,48	2,69	4,07	5,62	–	–	–	–
1,0	– 1,0	– 0,29	+ 0,43	+ 1,23	1,80	2,81	–	–	–	–	–
2,0	– 1,0	– 0,32	– 0,31	– 1,13	–	–	–	–	–	–	–
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$											
0,5 et 2,0	– 4,37	– 2,93	– 2,04	– 1,44	– 1,08	– 0,58	– 0,22	+ 0,03	0,16	0,14	0
1,0	– 3,84	– 2,93	– 2,13	– 1,44	– 0,89	– 0,45	– 0,13	+ 0,08	0,17	0,14	0
$F_{1l}/F_p = 0,4$											
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$											
0,5	– 1,0	– 0,50	– 0,05	+ 0,34	0,65	0,90	1,04	–	–	–	–
1,0	– 1,0	– 0,39	+ 0,06	+ 0,31	0,35	0,14	–	–	–	–	–
2,0	– 1,0	– 0,27	– 0,10	– 0,65	–	–	–	–	–	–	–
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$											
0,5 et 2,0	– 1,70	– 1,19	– 0,76	– 0,40	– 0,12	+ 0,08	0,21	0,27	0,25	0,16	0
1,0	– 1,42	– 0,96	– 0,58	– 0,26	– 0,02	+ 0,15	0,26	0,29	0,26	0,16	0
$F_{1l}/F_p = 0,6$											
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$											
0,5	– 1,0	– 0,51	– 0,11	+ 0,21	0,42	0,55	0,53	–	–	–	–
1,0	– 1,0	– 0,39	+ 0,05	+ 0,40	0,31	0,00	–	–	–	–	–
2,0	– 1,0	– 0,22	+ 0,08	– 0,18	–	–	–	–	–	–	–
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$											
0,5 et 2,0	– 0,81	– 0,47	– 0,19	+ 0,04	0,20	0,30	0,36	0,35	0,29	0,17	0
1,0	– 0,61	– 0,31	– 0,05	+ 0,13	0,27	0,35	0,39	0,37	0,39	0,17	0
$F_{1l}/F_p = 1,0$											
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$											
0,5	– 1,0	– 0,51	– 0,12	+ 0,20	0,39	0,49	0,37	–	–	–	–
1,0	– 1,0	– 0,38	+ 0,09	0,36	0,44	0,28	–	–	–	–	–
2,0	– 1,0	– 0,18	+ 0,27	0,19	–	–	–	–	–	–	–
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$											
0,5 et 2,0	– 0,35	– 0,11	+ 0,10	0,26	0,36	0,42	0,43	0,39	0,31	0,18	0
1,0	– 0,21	+ 0,02	0,19	0,33	0,41	0,45	0,45	0,41	0,31	0,18	0

Fourche du type $F_{1l} = F_{2l} = F_l$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 30°$	Chapitre VII
	Diagramme 7.32

Réunion des courants
Séparation des courants



1) Réunion des courants

a) Branche latérale :

$\zeta_{1p.l.}$ a la même expression que $\zeta_{1p.l.}$ du diagramme 7.31 ($\alpha = 15°$), le facteur 1,93 étant remplacé par 1,73.

De même, $\zeta_{1p.l.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{1p.l.} = f(Q_{1l}/Q_p\ ,\ Q_{2l}/Q_{1l})$ pour divers F_{1l}/F_p .

Pour l'autre branche latérale, les indices 1 et 2 sont intervertis

b) Branche rectiligne

$\zeta_{p.r.}$ a la même expression que $\zeta_{p.r.}$ du diagramme 7.31 ($\alpha = 15°$), le facteur 1,93 étant remplacé par 1,73.

$\zeta_{p.r.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.r.} = f(Q_r/Q_p\ ,\ Q_{2l}/Q_{1l})$ pour divers F_{1l}/F_p .

2) Séparation des courants

$\zeta_{p.l.}$ et $\zeta_{p.r.}$ sont déterminés approximativement comme pour les bifurcations de répartition, d'après les diagrammes 7.21 et 7.23 (courbe 1).

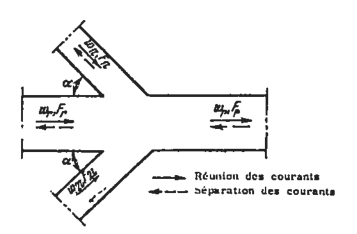
Fourche du type $F_{1l} = F_{2l} = F_l$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 30°$ (*suite*)	Chapitre VII
	Diagramme 7.32

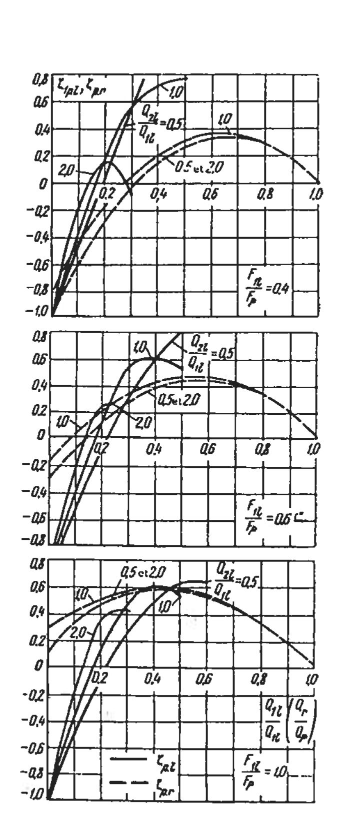
$\frac{Q_{2l}}{Q_{1l}}$	Q_{1l}/Q_p (Q_r/Q_p)										
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$F_{1l}/F_p = 0,2$											
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$											
0,5	– 1,0	– 0,36	+ 0,51	1,59	2,89	4,38	6,10	–	–	–	–
1,0	– 1,0	– 0,27	+ 0,51	1,41	2,12	2,91	–	–	–	–	–
2,0	– 1,0	– 0,27	– 0,11	– 0,72	–	–	–	–	–	–	–
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$											
0,5 et 2,0	– 3,81	– 2,51	– 1,81	– 1,20	– 0,86	– 0,44	– 0,13	+ 0,08	0,18	0,14	0
1,0	– 3,34	– 2,53	– 1,81	– 1,20	– 0,71	– 0,32	– 0,05	+ 0,12	0,18	0,14	0
$F_{1l}/F_p = 0,4$											
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$											
0,5	– 1,0	– 0,40	– 0,03	+ 0,40	0,75	1,06	1,44	–	–	–	–
1,0	– 1,0	– 0,38	+ 0,10	+ 0,40	0,51	0,34	–	–	–	–	–
2,0	– 1,0	– 0,25	+ 0,01	– 0,42	–	–	–	–	–	–	–
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$											
0,5 et 0,2	– 1,42	– 0,97	– 0,58	– 0,26	+ 0,02	0,15	0,26	0,30	0,26	0,17	0
1,0	– 1,16	– 0,76	– 0,48	– 0,14	+ 0,07	0,21	0,30	0,31	0,27	0,17	0
$F_{1l}/F_p = 0,6$											
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$											
0,5	– 1,0	– 0,51	– 0,10	+ 0,25	0,50	0,65	0,68	–	–	–	–
1,0	– 1,0	– 0,38	+ 0,08	0,45	0,42	0,25	–	–	–	–	–
2,0	– 1,0	– 0,21	+ 0,15	0,08	–	–	–	–	–	–	–
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$											
0,5 et 2,0	– 0,62	– 0,32	– 0,07	+ 0,13	0,27	0,35	0,39	0,37	0,29	0,17	0
1,0	– 0,45	– 0,18	+ 0,04	0,21	0,33	0,39	0,41	0,39	0,30	0,18	0
$F_{1l}/F_p = 1,0$											
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$											
0,5	– 1,0	– 0,51	– 0,11	+ 0,22	0,43	0,55	0,55	0,48	–	–	–
1,0	– 1,0	– 0,37	+ 0,10	0,40	0,51	0,38	–	–	–	–	–
2,0	– 1,0	– 0,17	+ 0,31	0,28	–	–	–	–	–	–	–
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$											
0,5 et 2,0	– 0,03	+ 0,21	0,34	0,45	0,50	0,52	0,49	0,43	0,32	0,18	0
1,0	+ 0,13	0,29	0,41	0,49	0,54	0,54	0,51	0,44	0,32	0,18	0

Fourche du type $F_{1l} = F_{2l} = F_l$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 45°$

Chapitre VII

Diagramme 7.33





1) Réunion des courants

a) Branche latérale

$$\zeta_{1p.l.} = \frac{\Delta H_{1l}}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$$ a la même expression que $\zeta_{1p.l.}$ du diagramme 7.31 ($\alpha = 15°$), le facteur 1,93 étant remplacé par 1,42.

De même, $\zeta_{1p.l.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{1p.l.} = f(Q_{1l}/Q_p \text{ , } Q_{2l}/Q_{1l})$ pour divers F_{1l}/F_p .

Pour l'autre branche latérale, les indices 1 et 2 sont intervertis.

b) Branche rectiligne

$$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$$ a la même expression que $\zeta_{p.r.}$ du diagramme 7.31 ($\alpha = 15°$), le facteur 1,93 étant remplacé par 1,42.

$\zeta_{p.r.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.r.} = f(Q_r/Q_p \text{ , } Q_{2l}/Q_{1l})$ pour divers F_{1l}/F_p .

2) Séparation des courants

$\zeta_{p.l.}$ et $\zeta_{p.r.}$ sont déterminés approximativement comme pour les bifurcations, d'après les diagrammes 7.21 et 7.23 (courbe 1).

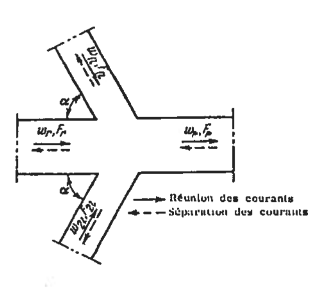
Fourche du type $F_{1l} = F_{2l} = F_l$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 45°$
(suite)

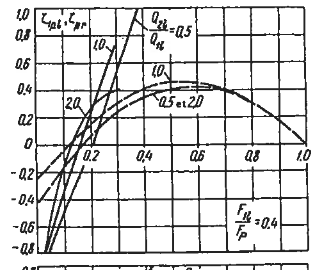
Chapitre VII

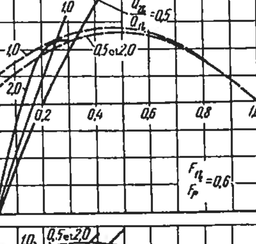
Diagramme 7.33

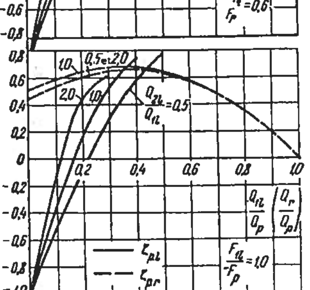
$\frac{Q_{2l}}{Q_{1l}}$	Q_{1l}/Q_p (Q_r/Q_p)										
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$F_{1l}/F_p = 0,2$											
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$											
0,5	– 1,0	– 0,36	+ 0,59	1,77	3,20	4,88	6,79	–	–	–	–
1,0	– 1,0	– 0,24	+ 0,63	1,70	2,64	3,73	–	–	–	–	–
2,0	– 1,0	– 0,19	+ 0,21	0,04	–	–	–	–	–	–	–
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$											
0,5 et 2,0	– 2,92	– 1,87	– 1,29	– 0,80	– 0,56	– 0,23	– 0,01	+ 0,16	0,22	0,15	0
1,0	– 2,54	– 1,87	– 1,30	– 0,80	– 0,42	– 0,12	+ 0,08	0,20	0,22	0,15	0
$F_{1l}/F_p = 0,4$											
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$											
0,5	– 1,0	– 0,48	– 0,02	0,58	0,92	1,31	16,3	–	–	–	–
1,0	– 1,0	– 0,36	+ 0,17	+ 0,55	0,72	0,78	–	–	–	–	–
2,0	– 1,0	– 0,18	+ 0,16	– 0,06	–	–	–	–	–	–	–
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$											
0,5 et 2,0	– 0,98	– 0,61	– 0,30	– 0,05	+ 0,14	0,26	0,33	0,34	0,28	0,17	0
1,0	– 0,77	– 0,44	– 0,16	+ 0,05	0,21	0,31	0,36	0,35	0,29	0,17	0
$F_{1l}/F_p = 0,6$											
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$											
0,5	– 1,0	– 0,50	– 0,07	+ 0,31	0,60	0,82	0,92	–	–	–	–
1,0	– 1,0	– 0,37	+ 0,12	0,55	0,60	0,52	–	–	–	–	–
2,0	– 1,0	– 0,18	+ 0,26	0,16	–	–	–	–	–	–	–
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$											
0,5 et 2,0	– 0,32	+ 0,08	+ 0,11	0,27	0,37	0,43	0,44	0,40	0,31	0,18	0
1,0	– 0,18	– 0,04	0,21	0,34	0,42	0,46	0,46	0,41	0,31	0,18	0
$F_{1l}/F_p = 1,0$											
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$											
0,5	– 1,0	– 0,51	– 0,09	+ 0,25	0,50	0,65	0,64	–	–	–	–
1,0	– 1,0	– 0,37	+ 0,13	0,46	0,61	0,54	–	–	–	–	–
2,0	– 1,0	– 0,15	+ 0,38	0,42	–	–	–	–	–	–	–
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$											
0,5 et 2,0	0,11	0,36	0,46	0,53	0,57	0,56	0,52	0,44	0,33	0,18	0
1,0	0,29	0,42	0,51	0,57	0,59	0,58	0,54	0,45	0,33	0,18	0

Fourche du type $F_{1l} = F_{2l} = F_l$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 60°$	Chapitre VII Diagramme 7.34









1) Réunion des courants

a) Branche latérale

$\zeta_{1p.l.} = \dfrac{\Delta H_l}{\dfrac{\gamma w_p^2}{2g}}$ a la même expression que $\zeta_{1p.l.}$ du diagramme 7.31 ($\alpha = 15°$), le facteur 1,93 étant remplacé par 1.

$\zeta_{1p.l.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{1p.l.} = f(Q_l/Q_p\,,\ Q_{2l}/Q_{1l})$ pour divers F_{1l}/F_p.

Pour l'autre branche latérale, les indices 1 et 2 sont intervertis.

b) Branche rectiligne

$\zeta_{p.r.} = \dfrac{\Delta H_r}{\dfrac{\gamma w_p^2}{2g}}$ a la même expression que $\zeta_{p.r.}$ du diagramme 7.31 ($\alpha = 15°$), le facteur 1,93 étant remplacé par 1.

$\zeta_{p.r.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.r.} = f(Q_r/Q_p\,,\ Q_{2l}/Q_{1l})$ pour divers F_{1l}/F_p.

2) Séparation des courants

$\zeta_{p.l.}$ et $\zeta_{p.r.}$ sont déterminés approximativement comme pour les bifurcations, d'après les diagrammes 7.21 et 7.23 (courbe 1).

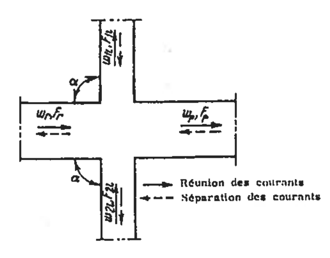
Fourche du type $F_{1l} = F_{2l} = F_l$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 60°$ (suite)	Chapitre VII Diagramme 7.34

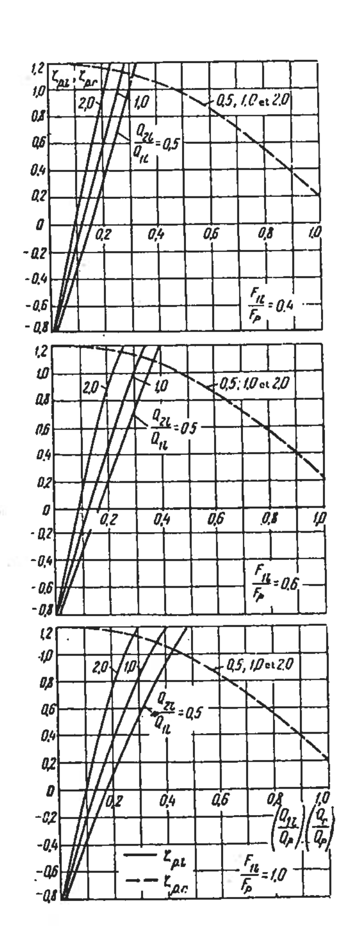
$\frac{Q_{2l}}{Q_{1l}}$	Q_{1l}/Q_p (Q_r/Q_p)										
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$F_{1l}/F_p = 0,2$											
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$											
0,5	– 1,0	– 0,31	+ 0,59	2,00	3,62	5,54	7,72	–	–	–	–
1,0	– 1,0	– 0,20	+ 0,80	2,07	3,30	4,77	–	–	–	–	–
2,0	– 1,0	– 0,09	+ 0,62	0,97	–	–	–	–	–	–	–
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$											
0,5 et 2,0	– 1,77	– 1,02	– 0,64	– 0,30	– 0,15	+ 0,06	0,20	0,26	0,26	0,16	0
1,0	– 1,50	– 1,03	– 0,64	– 0,30	– 0,05	+ 0,13	0,24	0,20	0,26	0,16	0
$F_{1l}/F_p = 0,4$											
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$											
0,5	– 1,0	– 0,47	– 0,06	+ 0,60	1,12	1,63	2,10	–	–	–	–
1,0	– 1,0	– 0,34	+ 0,25	0,73	1,10	1,31	–	–	–	–	–
2,0	– 1,0	– 0,15	+ 0,27	0,41	–	–	–	–	–	–	–
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$											
0,5 et 2,0	– 0,40	– 0,14	+ 0,07	0,24	0,35	0,41	0,42	0,39	0,30	0,18	0
1,0	– 0,25	– 0,02	+ 0,16	0,31	0,40	0,44	0,45	0,40	0,31	0,18	0
$F_{1l}/F_p = 0,6$											
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$											
0,5	– 1,0	– 0,50	+ 0,04	0,38	0,74	1,03	1,23	–	–	–	–
1,0	– 1,0	– 0,36	+ 0,18	0,67	0,82	0,87	–	–	–	–	–
2,0	– 1,0	– 0,15	+ 0,40	0,47	–	–	–	–	–	–	–
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$											
0,5 et 2,0	0,06	0,23	0,36	0,46	0,51	0,52	0,50	0,43	0,32	0,18	0
1,0	0,16	0,32	0,43	0,51	0,55	0,55	0,51	0,44	0,33	0,18	0
$F_{1l}/F_p = 1,0$											
Valeurs de $\zeta_{p.l.}$											
0,5	– 1,0	– 0,50	– 0,07	+ 0,30	0,58	0,79	0,88	–	–	–	–
1,0	– 1,0	– 0,36	+ 0,16	0,53	0,74	0,75	–	–	–	–	–
2,0	– 1,0	– 0,13	+ 0,46	0,61	–	–	–	–	–	–	–
Valeurs de $\zeta_{p.r.}$											
0,5 et 2,0	0,44	0,54	0,60	0,65	0,65	0,62	0,56	0,47	0,34	0,18	0
1,0	0,50	0,59	0,64	0,67	0,67	0,63	0,57	0,47	0,34	0,18	0

Fourche du type $F_{1l} = F_{2l} = F_l$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 90°$

Chapitre VII

Diagramme 7.35





1) Réunion des courants

a) Branche latérale

$\zeta_{1p.l.} = \frac{\Delta H_l}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$ a la même expression que $\zeta_{1p.l.}$ du diagramme 7.31 ($\alpha = 15°$), le facteur 1,93 étant remplacé par 0.

$\zeta_{1p.l.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{1p.l.} = f(Q_{1l}/Q_p\,,\; Q_{2l}/Q_{1l})$ pour divers F_{1l}/F_p.

Pour l'autre branche latérale, les indices 1 et 2 sont intervertis.

b) Branche rectiligne

$\zeta_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}}$ a la même expression que $\zeta_{p.r.}$ du diagramme 7.31 ($\alpha = 15°$), le facteur 1,93 étant remplacé par 0.

$\zeta_{p.r.}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.r.} = f(Q_r/Q_p\,,\; Q_{2l}/Q_{1l})$ pour divers F_{1l}/F_p.

Pour les croix normalisées en fonte malléable, pour $\frac{Q_r}{Q_p} > 0,7$:

$$\zeta'_{p.r.} = \frac{\Delta H_r}{\frac{\gamma w_p^2}{2g}} = \zeta_{p.r.} + 2,5\left(\frac{Q_r}{Q_p} - 0,7\right).$$

2) Séparation des courants

$\zeta_{p.l.}$ et $\zeta_{p.r.}$ sont déterminés approximativement comme pour les bifurcations, d'après les diagrammes 7.21 et 7.23 (courbe 1).

Fourche du type $F_{1l} = F_{2l} = F_l$; $F_r = F_p \cdot \alpha = 90°$ *(suite)*

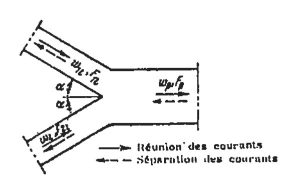
Chapitre VII

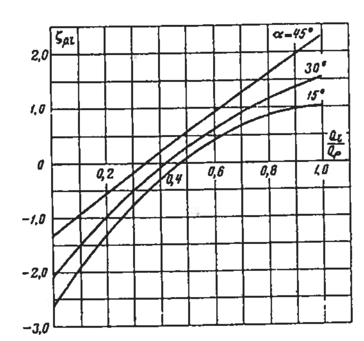
Diagramme 7.35

$\frac{Q_{2l}}{Q_{1l}}$	Q_{1l}/Q_p (Q_r/Q_p)										
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
	$F_{1l}/F_p = 0,2$ — Valeurs de $\zeta_{p.l.}$										
0,5	– 0,85	– 0,10	+ 1,09	2,72	4,77	7,25	10,1	–	–	–	–
1,0	– 0,85	– 0,05	+ 1,35	3,12	5,05	7,40	–	–	–	–	–
2,0	– 0,85	– 0,31	+ 1,77	3,37	–	–	–	–	–	–	–
	$F_{1l}/F_p = 0,4$ — Valeurs de $\zeta_{p.l.}$										
0,5	– 0,85	– 0,29	+ 0,34	1,03	1,77	2,56	3,37	–	–	–	–
1,0	– 0,85	– 0,14	+ 0,60	1,33	2,05	2,71	–	–	–	–	–
2,0	– 0,85	+ 0,12	1,02	1,68	–	–	–	–	–	–	–
	$F_{1l}/F_p = 0,6$ — Valeurs de $\zeta_{p.l.}$										
0,5	– 0,85	– 0,32	+ 0,20	0,72	1,22	1,70	2,13	–	–	–	–
1,0	– 0,85	– 0,18	+ 0,46	1,02	1,50	1,85	–	–	–	–	–
2,0	– 0,85	+ 0,09	0,88	1,37	–	–	–	–	–	–	–
	$F_{1l}/F_p = 0,8$ — Valeurs de $\zeta_{p.l.}$										
0,5	– 0,85	– 0,33	+ 0,13	0,61	1,02	1,38	1,68	–	–	–	–
1,0	– 0,85	– 0,18	+ 0,41	0,91	1,30	1,54	–	–	–	–	–
2,0	– 0,85	+ 0,08	0,83	1,26	–	–	–	–	–	–	–
	$F_{1l}/F_p = 1,0$ — Valeurs de $\zeta_{p.l.}$										
0,5	– 0,85	– 0,34	+ 0,13	0,56	0,93	1,25	1,48	–	–	–	–
1,0	– 0,85	– 0,19	+ 0,39	0,86	1,21	1,40	–	–	–	–	–
2,0	– 0,85	+ 0,07	0,81	1,21	–	–	–	–	–	–	–
	Valeurs de $\zeta_{p.r.}$ pour tout F_{1l}/F_p et tout Q_{2l}/Q_{1l}										
	1,20	1,19	1,17	1,12	1,05	0,96	0,85	0,72	0,56	0,39	0,20

Culotte du type $F_p = F_{1l} + F_{2l} = 2F_l$

Chapitre VII
Diagramme 7.36





Valeurs de $\zeta_{1p.l.}$

$\frac{Q_{1l}}{Q_p}$	α 15°	30°	45°
0	−2,56	−2,05	−1,30
0,10	−1,89	−1,51	−0,93
0,20	−1,30	−1,00	−0,55
0,30	−0,77	−0,53	−0,16
0,40	−0,30	−0,10	+0,20
0,50	+0,10	+0,28	0,56
0,60	0,41	0,69	0,92
0,70	0,67	0,91	1,26
0,80	0,85	1,09	1,61
0,90	0,97	1,37	1,95
1,0	1,04	1,55	2,30

1) Réunion des courants

a) $\alpha = 15°$:

$$\zeta_{1p.l.} = \frac{\Delta H_{1l}}{\gamma \frac{w_p^2}{2g}} = 7,3 \frac{Q_{1l}}{Q_p} + 0,07 \left[\left(\frac{Q_{1l}}{Q_p}\right)^4 + \left(1 - \frac{Q_{1l}}{Q_p}\right)^4 \right] - 3,7 \left(\frac{Q_{1l}}{Q_p}\right)^2 - 2,64$$

b) $\alpha = 30°$:

$$\zeta_{1p.l.} = \frac{\Delta H_{1l}}{\gamma \frac{w_p^2}{2g}} = 6,6 \frac{Q_{1l}}{Q_p} + 0,25 \left[\left(\frac{Q_{1l}}{Q_p}\right)^4 + \left(1 - \frac{Q_{1l}}{Q_p}\right)^4 \right] - 3,0 \left(\frac{Q_{1l}}{Q_p}\right)^2 - 2,30$$

c) $\alpha = 45°$:

$$\zeta_{1p.l.} = \frac{\Delta H_{1l}}{\gamma \frac{w_p^2}{2g}} = 5,6 \frac{Q_{1l}}{Q_p} + 0,50 \left[\left(\frac{Q_{1l}}{Q_p}\right)^4 + \left(1 - \frac{Q_{1l}}{Q_p}\right)^4 \right] - 2 \left(\frac{Q_{1l}}{Q_p}\right)^2 - 1,80$$

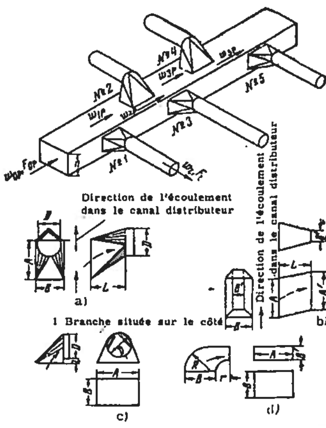
2) Refoulement (séparation des courants)

$\zeta_{1p.l.} = \frac{\Delta H_{1l}}{\gamma \frac{w_p^2}{2g}}$ est déterminé approximativement comme pour la branche latérale d'une bifurcation ordinaire du type $F_p = F_l + F_r$ d'après le diagramme 7.23.

Collecteur de distribution avec tronçon intermédiaire

Chapitre VII
Diagramme 7.37

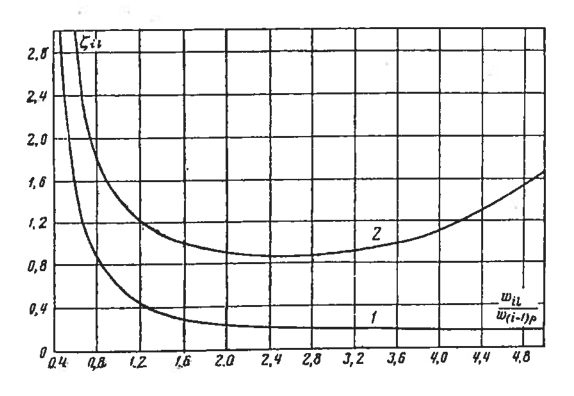
$\frac{w_l}{w_{(l-1)p}}$	ζ_{ll} Branche située sur le côté	Branche située sur le dessus ou le dessous
0,4	4,30	–
0,6	1,60	3,00
0,8	0,88	1,80
1,0	0,60	1,43
2,0	0,24	0,92
3,0	0,20	0,90
4,0	0,19	1,12
5,0	0,18	1,67



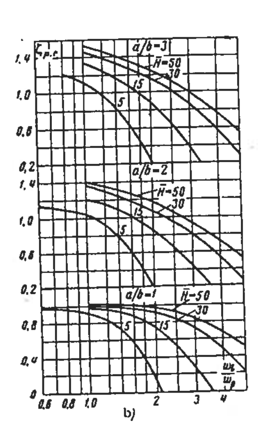
Dimensions des éléments indiqués sur le schéma
(h = hauteur de la section du collecteur)

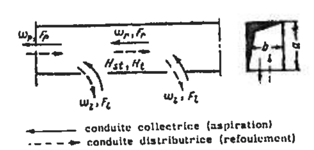
Dimensions des éléments	Schéma a	Schéma b	Schéma c	Schéma d
D	0,6 - 0,9 h	–	0,6 - 0,9 h	–
A'	–	1,15 - 1,25 h	–	1,15 - 1,25 h
B'	–	0,30 - 0,45 h	–	0,35 - 0,45 h
A	~ 1,7 D	1 - 1,5 h	~ 1,7 D	1,15 - 1,25 h
B	D	0,6 - 0,9 h	D	0,6 - 0,9 h
L	1 - 1,3 D	0,6 - 1,1 h	–	–
l	–	–	0,2 D	–
R	–	–	–	0,6 - 0,9 h
r	–	–	–	0,3 - 0,4 h

$\zeta_{ll} = \frac{\Delta H_l}{\gamma \frac{w_l^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta_{ll} = f(w_l / w_{(l-1)p})$, où $w_{(l-1)p}$ est la vitesse moyenne dans le collecteur devant la branche l.



Passage à travers une ouverture latérale de conduite collectrice à section constante	Chapitre VII
	Diagramme 7.38





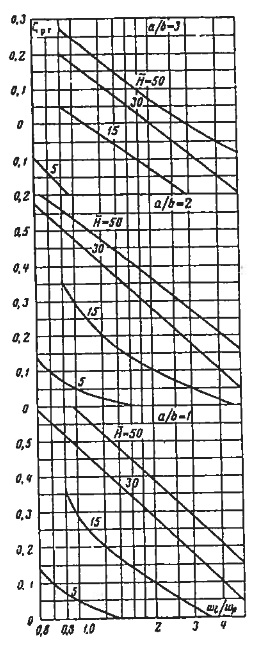
$\zeta_{p.r.} = \dfrac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_p^2}{2g}}$ coefficient de perte de charge du tronçon entre deux ouvertures ; il est déterminé d'après la courbe $\zeta_{p.r.} = f(w_l/w_p)$ pour diverses valeurs de a/b et de $\overline{H_{st}} = \dfrac{H_{st}}{\dfrac{\gamma w_r^2}{2g}}$

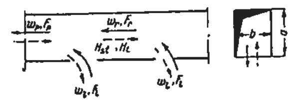
(H_{st} : pression statique dans la section 1.1).

Valeurs de $\zeta_{p.r.}$

$\overline{H_{st}}$	w_l/w_p 0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,5	3,0	4,0	5,0
						a/b = 1,0						
5	0,98	0,96	0,91	0,84	0,74	0,56	0,38	0,16	–	–	–	–
15	–	–	0,98	0,96	0,92	0,88	0,82	0,74	0,52	0,28	–	–
30	–	–	1,00	1,02	0,98	0,96	0,94	0,90	0,83	0,74	0,50	0,22
50	–	–	1,02	1,02	1,01	1,00	0,98	0,96	0,92	0,84	0,68	0,51
						a/b = 2,0						
5	1,15	0,10	1,04	0,93	0,78	0,60	0,40	0,20	–	–	–	–
15	–	–	1,20	1,16	1,02	1,02	0,94	0,86	0,65	0,44	–	–
30	–	–	1,36	1,30	1,24	1,18	1,12	1,07	0,94	0,80	0,52	0,25
50	–	–	1,40	1,36	1,31	1,26	1,16	1,04	0,93	0,71	0,52	
						a/b = 3,0						
5	–	1,21	1,10	0,98	0,83	0,64	0,45	0,20	–	–	–	–
15	–	–	1,34	1,25	1,16	1,07	0,98	0,89	0,64	0,39	–	–
30	–	–	1,46	1,40	1,34	1,27	1,22	1,17	1,10	0,86	0,57	0,28
50	–	–	1,52	1,46	1,41	1,36	1,31	1,25	1,12	1,00	0,75	0,55

Passage à travers une ouverture latérale d'une conduite distributrice à section constante	Chapitre VII
	Diagramme 7.39







$\zeta_{p.r.} = \dfrac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_p^2}{2g}}$ coefficient de perte de charge du tronçon entre deux ouvertures ; il est déterminé d'après les courbes $\zeta_{p.r.} = f(w_l/w_p)$ pour diverses valeurs de a/b et de $\overline{H_t} = \dfrac{H_t}{\dfrac{\gamma w_r^2}{2g}}$

(H_t : pression totale dans la section 1.1).

Valeurs de $\zeta_{p.r.}$

$\overline{H_t}$	w_l/w_p 0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,5	3,0	4,0	5,0
						a/b = 1,0						
5	0,14	0,07	0,04	0,02	0,00	–	–	–	–	–	–	–
15	–	0,37	0,25	0,20	0,17	0,14	0,12	0,10	0,06	0,03	–	–
30	0,59	0,52	0,46	0,42	0,37	0,34	0,31	0,28	0,22	0,18	0,11	0,05
50	–	–	0,57	0,52	0,48	0,45	0,42	0,39	0,33	0,29	0,21	0,16
						a/b = 2,0						
5	0,14	0,07	0,04	0,02	0,01	0,00	–	–	–	–	–	–
15	–	0,35	0,25	0,20	0,16	0,14	0,12	0,10	0,07	0,05	0,02	–
30	0,58	0,50	0,45	0,40	0,37	0,33	0,30	0,28	0,22	0,18	0,10	0,05
50	–	0,56	0,51	0,47	0,44	0,42	0,39	0,37	0,31	0,28	0,21	0,16
						a/b = 3,0						
5	– 0,09	– 0,18	–	–	–							
15	–	+ 0,05	0,00	– 0,03	– 0,06	– 0,09	– 0,11	– 0,13	– 0,17			
30	–	0,20	0,15	0,11	0,08	0,05	0,03	0,00	– 0,05	– 0,09	– 0,15	– 0,20
50	–	0,27	0,22	0,19	0,15	0,13	0,10	0,07	0,02	0,00	– 0,05	– 0,08

CHAPITRE VIII

ÉCOULEMENT A TRAVERS DES OBSTACLES UNIFORMÉMENT RÉPARTIS DANS LA SECTION

(Coefficients de perte de charge des grilles, grillages, couches, faisceaux, garnissages, etc.)

8.1. NOTATIONS PRINCIPALES

F_0, F_1 — aire de la section libre de l'obstacle (grille, grillage, faisceau de tubes, etc) et aire de la section du canal avant l'obstacle, m^2 ;

F_p — aire frontale de l'obstacle (grille, grillage, etc.), m^2 ;

f_0 — aire d'une ouverture de la grille ou du grillage, m^2 ;

$\bar{f} = F_0/F_p$ — coefficient de section libre de l'obstacle ;

Π_0 — périmètre de la section, m ;

D_0 — diamètre de la section de la conduite ou du canal, m ;

D_H — diamètre hydraulique de la conduite ou du canal, m ;

d_0 — diamètre de la section d'une ouverture de grille perforée, m ;

d_H — diamètre hydraulique d'une ouverture de l'obstacle (grille, grillage), ou des pores de la couche granuleuse, m ;

d_i, d_e — diamètres interne et externe des tubes d'un faisceau, des anneaux, etc. . ., m ;

d_g — diamètre d'un grain sphérique,

d_M — épaisseur d'un barreau, m ;

a_0 — largeur d'une ouverture entre deux barreaux, ou d'une fente ; rayon d'une ouverture de plateau, m ;

l — profondeur des ouvertures d'une grille (épaisseur de la paroi), ou des barreaux, m ;

l_0 — épaisseur de la couche poreuse, longueur totale d'un faisceau transversal de tubes, d'un garnissage, m ;

S_1, S_2, S_2' — distances transversale, longitudinale et diagonale entre les axes de deux barreaux voisins, des tubes d'un faisceau, etc. et aussi entre les ouvertures d'une grille perforée, m ;

α_0 — angle d'attaque des barreaux ;

θ — angle indiquant l'inclinaison sur le courant d'un barreau de grille, d'un tube de faisceau ; angle indiquant la disposition mutuelle des grains dans une couche, ainsi que celle des perforations en quinconce d'une grille ;

w_0, w_1 — vitesses moyennes de l'écoulement dans la section libre de l'obstacle (grille, grillage, faisceau de tubes, couche, etc...) et dans la section totale de la conduite (ou du canal) avant l'obstacle, m/s ;

$w_{0_{ent}}$, $w_{0_{sort}}$ — vitesses moyennes de l'écoulement dans la section libre à l'entrée de l'obstacle, et à sa sortie, m/s ;

w_{1moy}, w_{0moy} — vitesses moyennes de l'écoulement avant l'obstacle, et dans sa section libre, en relation avec la moyenne arithmétique de la température de l'écoulement le long de cet obstacle, m/s ;

ΔH — pertes de pression (pertes de charge), kgp/m^2 ;

γ, γ_{ent}, γ_{sort}, γ_{moy}, γ_0 — poids spécifique du fluide en écoulement, respectivement : dans une section quelconque, dans les sections initiale (d'entrée) et finale (de sortie) de l'obstacle, calculé d'après

la moyenne arithmétique de la température, évalué pour $t = 0°C$, kgp/m^2 ;

t, t_{ent}, t_{sort}, t_{moy} — température du fluide en écoulement, respectivement : dans une section quelconque, dans les sections initiale (d'entrée) et finale (de sortie) de l'obstacle, et température arithmétique moyenne le long de la profondeur de l'obstacle (faisceau, tube, etc), °C ;

ε — coefficient de contraction de la section pour une valeur quelconque du rapport des aires F_0/F_1 ;

ε_0 — coefficient de contraction de la section de l'ouverture à arête vive, pour $F_0/F_1 = 0$;

ε' — porosité (fraction de vide) d'un corps poreux, m^3/m^3 ;

ζ — coefficient de perte de charge de l'obstacle ;

$\Delta\zeta_t$ — coefficient de perte de charge supplémentaire, tenant compte des pertes de pression par accélération (ou ralentissement) de l'écoulement, due à la diminution (ou à l'accroissement) de son poids spécifique, par suite d'un réchauffement (ou d'un refoidissement) ;

λ — coefficient de perte de charge par frottement de l'unité de longueur (profondeur) de l'ouverture, ou d'épaisseur de la couche, dépendant du nombre de Reynolds et de la rugosité relative ;

Re, Re_{moy} — nombre de Reynolds global ; nombre de Reynolds pris en tenant compte de la moyenne arithmétique de la température le long de l'obstacle ;

M — nombre de Mach.

8.2. EXPLICATIONS ET RECOMMANDATIONS PRATIQUES

1. Les obstacles uniformément répartis dans la section d'un tube ou d'un canal comprennent les grillages, grilles, couches, tissus, les garnissages formés d'anneaux de Raschig ou de matériaux morcelés ou friables, les faisceaux de tubes, etc.

2. La nature de la perte de charge des grilles planes (tôles perforées) placées dans une conduite rectiligne, est semblable à celle d'un écoulement à travers un diaphragme. En arrivant à la grille, le courant se contracte dans les ouvertures et en ressort avec une vitesse accrue. Ainsi prennent naissance les pertes, liées autant à l'entrée dans les ouvertures qu'à l'élargissement brusque à la sortie (fig. 8.1).

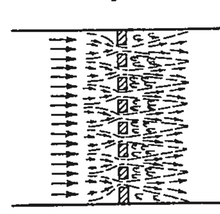


FIG. 8.1. — Schéma du passage de l'écoulement à travers une grille (ou un grillage)

Le coefficient de perte de charge d'une grille plane (mince) dépend de son coefficient de section libre $f = F_0/F_p = F_0/F_1$ (F_p : aire frontale de la grille) et de la forme des bords des ouvertures, ainsi que du nombre de Reynolds $\mathbf{Re} = w_0 d_0/\nu$; on le calcule d'après les mêmes formules que pour un diaphragme, c'est-à-dire les formules (4.24) et (4.26) à (4.30).

3. Quand le coefficient de section libre $\bar{f}$ d'une grille a une faible valeur, la vitesse de l'écoulement dans ses ouvertures peut être très grande, surtout dans la section la plus resserrée des jets, même si elle est relativement faible avant la grille. Dans certains cas, la vitesse de l'écoulement dans la section resserrée peut se rapprocher de la vitesse du son (nombre de Mach voisin de l'unité). Dans ces conditions, le coefficient de perte de charge de la grille dépend aussi du nombre de Mach $\mathbf{M}_1 = w_1/a$. Cette dépendance s'exprime par la formule :

$$\zeta_M = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_1 w_1^2}{2g}} = k_M \zeta, \qquad (8\text{-}1)$$

où : k_M coefficient de correction pour tenir compte de l'influence du nombre de Mach, obtenu d'après les données de Cornell [8-59] et indiqué sur les diagrammes 8-7,

ζ est déterminé comme pour $M_1 = 0$, c'est-à-dire d'après les formules données dans le chapitre IV.

4. Pour l'installation d'une grille perforée, on peut utiliser une des relations suivantes, exprimant le nombre d'ouvertures z ou leur pas (distances transversale et longitudinale entre elles), en fonction de leur diamètre d_0 et du coefficient de section libre $\bar{f}$ de la grille :

1) Nombre d'ouvertures :

$$z = \frac{1{,}27\,\bar{f} F_p}{d_0^2} \qquad (8\text{-}2)$$

2) Distance entre les ouvertures dans les 2 cas suivants :

a) disposition rectangulaire (par rangées et colonnes) des ouvertures (fig. 8-2, a) :

$$S_1 = \frac{0{,}785\, d_0^2}{S_2 \bar{f}} \qquad (8\text{-}3)$$

$$S_2 = \frac{0{,}785\, d_0^2}{S_1 \bar{f}} \qquad (8\text{-}4)$$

dans la formule (8-3), on suppose connu le pas S_2 et dans la formule (8-4), le pas S_1 ;
dans le cas particulier où $S_1 = S_2$, on obtient :

$$S_1 = \frac{0{,}89\, d_0}{\sqrt{\bar{f}}} \qquad (8\text{-}5)$$

b) disposition en quinconce (en losange) des ouvertures, sous un angle θ (fig. 8-2, b)

$$S_1 = \frac{1{,}25\, d_0 \sqrt{\mathrm{tg}\,\theta}}{\sqrt{\bar{f}}} \qquad (8\text{-}6)$$

$$S_2 = \frac{0{,}625\, d_0}{\sqrt{\bar{f}}\,\mathrm{tg}\,\theta} \qquad (8\text{-}7)$$

Dans le cas particulier où la distance transversale entre les ouvertures est égale à la distance diagonale ($S_1 = S_2'$; $\theta = 30°$), on obtient :

$$S_1 = \frac{0{,}95\, d_0}{\sqrt{\bar{f}}} \qquad (8\text{-}8)$$

et

$$S_2 = \frac{0{,}82\, d_0}{\sqrt{\bar{f}}} \qquad (8\text{-}9)$$

Pour $S_1 = S_2$ on revient ici aussi à la formule (8-5).

5. Dans le cas des grillages, le coefficient de perte de charge est calculé d'après la formule suivante (Cf. [8-19 et 8-20]) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = k_0 \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right) + \left(\frac{F_1}{F_0} - 1\right)^2; \qquad (8\text{-}10)$$

pour les grillages en fils métalliques ronds en cours d'utilisation (mais ni rouillés ni couverts de poussière), le facteur $k_0 = 1{,}3$ (d'après les données d'Adamov); pour les grillages neufs, $k_0 = 1{,}0$ et pour les fils de soie $k_0 = 2{,}1$ (d'après les données de

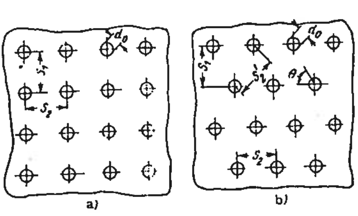


FIG. 8.2. — Pour l'installation d'une grille perforée
a : perforations alignées; *b* : perforations quinconcées

Khanzonkov [8.54]). Les coefficients de perte de charge des grillages en fils métalliques ronds et en fils de soie dépendent du nombre de Reynolds lorsque celui-ci est inférieur à $\mathbf{Re} = w_0 \delta_{moy}/\nu = 400$ (fils métalliques) et $\mathbf{Re} = 1\,500$ (fils de soie).

L'influence du nombre de Reynolds peut être exprimée par la formule :

$$\zeta_{Re} = k_{Re} \zeta, \qquad (8.11)$$

où ζ est déterminé d'après la formule (8.10),

k_{Re} est déterminé en fonction du nombre de Reynolds dans le diagramme 8.6.

De même que dans le cas des grilles, la vitesse dans les ouvertures d'un grillage lorsque le coefficient de la section libre est faible, peut être dans certains cas voisine du son ($\mathbf{M} \simeq 1$). Dans ce cas, on calcule l'influence du nombre de Mach $\mathbf{M}_1 = w_1/a$ par la formule :

$$\zeta_M = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_1 w_1^2}{2g}} = k_M' \zeta \qquad (8\text{-}12)$$

où k_M est un coefficient de correction qui tient compte de l'influence du nombre de Mach; il est obtenu à l'aide des données expérimentales de Cornell [8.59] et est donné dans le diagramme 8.8.

6. L'installation de deux grillages semblables juxtaposés ne doit pas conduire à un accroissement de la perte de charge dans le cas idéal, puisque les fils des deux grillages étant étroitement réunis, cela signifierait seulement une augmentation de la dimension de ces fils dans le sens de l'écoulement. Pratiquement, cependant, les fils des deux grillages se chevauchent partiellement, il s'ensuit que la section vive diminue un peu et la perte de charge s'élève, mais est rarement doublée. Si l'on installe les deux grillages à une certaine distance l'un de l'autre (à peu près sur une distance supérieure à 15 fois le diamètre du fil), la perte de charge des grillages double. Par conséquent, dans les calculs pratiques, le coefficient de perte de

charge totale de grillages disposés à la suite peut être déterminé comme la somme des coefficients de perte de charge des grillages pris isolément, c'est-à-dire :

$$\zeta_z = \sum_1^z \zeta \qquad (8\text{-}13)$$

où z est le nombre de grillages en série.

7. Dans le cas de l'utilisation de grilles ou grillages comme plateaux de barbotage (plateaux réticulés) dans des appareils où s'effectue le processus d'échange de masse (rectification, sorption, humidification des gaz, etc..., fig. 8.3), leur perte de charge dépend, en premier lieu, des conditions de fonctionnement des plateaux (plateau sec, humidifié par le mouvement le long de la colonne d'un liquide sans barbotage et par le mouvement du liquide au commencement du barbotage), et en second lieu des propriétés physiques des corps en présence et des dimensions du plateau.

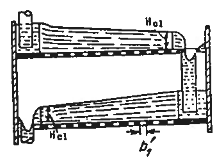


Fig. 8.3. — Plateaux réticulaires dans une colonne de rectification

8. Le coefficient de perte de charge d'un plateau sec est déterminé d'après les données indiquées dans les paragraphes 2 et 5 du § 8.2, comme pour une grille ordinaire.

La perte de charge d'un plateau humide avec de petites ouvertures est plus grande que la perte de charge d'un plateau sec, puisque dans les ouvertures il se forme une pellicule liquide dont la rupture nécessite une dépense d'énergie aux dépens de l'écoulement gazeux traversant les ouvertures.

Le coefficient de perte de charge d'un plateau humide (avec de petites ouvertures) peut être calculé d'après la formule suivante, établie par Usjukin et Aksel'rod [8.50] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_g w_0^2}{2g}} = \zeta_{sec} \left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2 + 2.10^{-4} \frac{\frac{\sigma}{a_0}}{\frac{\gamma_g w_0^2}{2g}} \qquad (8\text{-}14)$$

où : ζ_{sec} coefficient de perte de charge du plateau sec, égal à ζ pour une grille ordinaire, d'après les diagrammes 8-1 à 8-6 ;

σ coefficient de tension superficielle du liquide à la limite de séparation des phases gaz-liquide ; kg/m ;

γ_g poids spécifique du gaz, kgp/m^3 ;

a_0 rayon d'une ouverture circulaire ou largeur d'une ouverture en fente, m ;

Le coefficient de perte de charge d'un plateau dans des conditions normales de travail avec barbotage peut être calculé à l'aide d'une autre formule, établie par les mêmes auteurs :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_g w_0^2}{2g}} = \zeta_{sec} \left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2 + \frac{2.10^{-4}\frac{\sigma}{a_0}}{\frac{\gamma_g w_0^2}{2g}} + 0{,}5 \frac{\gamma_l}{\gamma_{eau}} \cdot \frac{h_{cl}}{\frac{\gamma_g w_0^2}{2g}} + 2{,}3 \frac{\gamma_l}{\gamma_{eau}} \left(\frac{Q_l}{l_{cl}}\right)^{2/3} \cdot \frac{1}{\frac{\gamma_g w_0^2}{2g}} \qquad (8.15)$$

où : γ_{eau} et γ_l : poids spécifique de l'eau et du liquide, kgp/m^3 ;

h_{cl}, l_{cl} : hauteur et longueur du trop-plein du plateau, m.

9. Le coefficient de perte de charge des plateaux de barbotage où il n'y a pas de dispositif spécial pour le déversement peut être évalué avec la précision admissible dans les calculs pratiques, d'après la formule suivante, établie par Dil'man, Darovskikh, Aerov, Aksel'rod [8.10] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_g w_0^2}{2g}} = 2\zeta_{sec} \left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2 \frac{1}{(1-\overline{f'})^3} + \frac{4\frac{\sigma}{a_0}}{\frac{\gamma_g w_0^2}{2g}} \qquad (8.16)$$

où : $\overline{f'}$ partie de la section libre du plateau à fentes, à travers lequel s'écoule le liquide ; cette grandeur est calculée d'après une autre formule, établie par ces mêmes auteurs :

$$\overline{f'} = \frac{\sqrt[3]{\left(\frac{L_0}{G_0}\right)^2 \frac{\gamma_g}{\gamma_l} \frac{0{,}5}{\zeta_{sec}\left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2 \mu_l^2}}}{1 + \sqrt[3]{\left(\frac{L_0}{G_0}\right)^2 \frac{\gamma_g}{\gamma_l} \frac{0{,}5}{\zeta_{sec}\left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2 \mu_l^2}}} \qquad (8.17)$$

où : G_0 et L_0 : vitesse pondéré du gaz et du liquide, $kg/m^2.h$;

μ_l : coefficient de débit du liquide à travers les fentes (ouvertures) du plateau.

10. Les pertes globales dans les grilles composées de barreaux de formes diverses (cf. diagrammes 8.9 et 8.10) comprennent comme dans les grilles ordinaires les pertes à l'entrée, les pertes par frottement et les pertes par élargissement brusque (choc) à la sortie de la section rétrécie entre les barres. Le coefficient de perte de charge des grilles pour $l/d_M = 5$ et $a_0/S_1 \geqslant 0{,}5$ peut être déterminé d'après la formule de Kirschmer [8.61] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = \beta_1 k_1 \sin\theta \qquad (8.18)$$

où : β_1 est le coefficient de forme pour des barreaux, déterminé d'après le tableau 8-2 du diagramme 8-9 ;

$$k_1 = \left(\frac{S_1}{a_0} - 1\right)^{4/3} ; \qquad (8.19)$$

θ : angle d'inclinaison d'un barreau par rapport à l'écoulement.

Le coefficient de perte de charge des grilles quand le coefficient de section libre $\overline{f} = F_{ouv}/F_0 = a_0/S_1$ ainsi que la profondeur relative d'une ouverture (épaisseur de la grille) l/a_0 ont une valeur quelconque, peut être déterminé approximativement d'après la formule :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = \beta_2 \zeta' \sin\theta \qquad (8.20)$$

où : β_2 : coefficient de forme des barreaux, déterminé en se basant sur les données de Kirschmer [8-61] dans les tableaux 8-2 du diagramme 8-9 ;

ζ' : coefficient de perte de charge d'une grille ordinaire ou d'un plateau dont les perforations sont à arêtes vives, déterminé d'après la formule de l'auteur (4-27) ou les graphiques du diagramme 8-4 ;

a_0, S_1, l : largeur d'une ouverture, distance entre axes de deux barreaux voisins, et profondeur de l'ouverture dans le sens de l'écoulement, m.

11. Dans le cas d'une grille formée de barreaux de forme quelconque, avec $a_0/S_1 \geqslant 0{,}5$, placée immédiatement après un changement de direction de l'écoulement sous un angle α_0, le coefficient de perte de charge est déterminé à partir de la proportion suivante (cf. Spandler [8.62]) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = \sigma_1 \sigma_2 \qquad (8.21)$$

où : σ_1 : coefficient dépendant seulement de l'angle d'attaque α_0 et déterminé pour une forme donnée du barreau d'après le graphique *a* du diagramme 8-10 ;

σ_2 : coefficient dépendant autant de l'angle d'attaque α_0 que du coefficient de section libre a_0/S_1 et déterminé d'après le graphique *b* du diagramme 8-10.

12. Dans le cas où les grilles à barreaux sont utilisées dans des installations hydrauliques, les valeurs ζ pour ces grilles sont plus grandes que celles calculées, par suite de l'encrassement et des particularités de construction des grilles. Par conséquent, il est recommandé (cf. Dul'nev [8.11]) d'introduire dans les formules (8.18), (8.20) et (8.21) un coefficient de correction c', dont il est nécessaire de fixer la valeur en fonction de la nature et de la quantité de boues se trouvant dans l'eau, du procédé de nettoyage de la grille, de la possibilité de dépôt des alluvions devant la grille, et d'autres conditions. Pour un nettoyage mécanique des grilles, $c' = 1{,}1$ à $1{,}13$; pour un nettoyage manuel, $c' = 1{,}5$ à 2.

Pour tenir compte des particularités de construction, il est recommandé (par le même auteur) d'introduire dans les formules indiquées le coefficient de correction supplémentaire c'' :

$$c'' \approx \frac{1}{\left(1 - \frac{A}{L}\right)^2} \qquad (8.22)$$

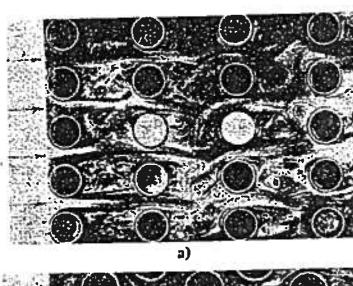
où : L : hauteur de la grille, m ;

A : hauteur totale des éléments transversaux ($A = hz_1 + dz_2$), m ;

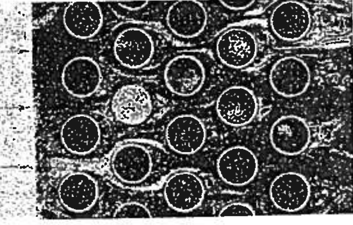
h et z_1 : hauteur (m) et nombre de poutres d'appui intermédiaires ;

d et z_2 : diamètre (m) et nombre d'éléments de liaison.

13. Dans les faisceaux tubulaires des échangeurs de chaleur, les tubes peuvent être placés les uns derrière les autres (en files alignées) ou en quinconce. Si l'écoulement traverse un faisceau de tubes disposés en files alignées, il peut être schématisé de la manière suivante (cf. Abramovic [8.1]) : de petits jets sortent des espaces entre les tubes de la première rangée et en s'élargissant, se répandent dans l'espace compris entre la première et la deuxième rangée (fig. 8.4). Ici, au noyau principal de l'écoulement s'ajoutent les masses venant des zones plus sombres (sur la figure). En s'écoulant vers la deuxième rangée de tubes, les



a)



b)

FIG. 8.4. — Faisceau de tubes
a : en files alignées; *b* : en quinconce

petits jets se divisent. Ainsi le noyau principal passe dans la deuxième rangée de tubes, mais les masses ajoutées forment une circulation fermée secondaire de l'écoulement (tourbillons) dans les zones plus sombres. Le schéma de l'écoulement dans les espaces entre les rangées suivantes est analogue*. Ainsi, la nature des pertes de pression dans le faisceau de tubes est semblable à la nature des pertes dans un jet libre.

14. Le coefficient de perte de charge d'un faisceau de tubes en quinconce (y compris les pertes à l'entrée et à la sortie du faisceau), pour un nombre de Reynolds compris entre $3 \cdot 10^3$ et 10^5, peut être calculé d'après les formules suivantes, établies par Mocan et Revsina [8.41] :

1) $\frac{S_1}{d_e} < 2{,}0$ et $0{,}14 \leqslant \frac{S_1 - d_e}{S_2' - d_e} < 1{,}7$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy} w_{0\,moy}^2}{2g}} = \left[\left(4{,}6 - 2{,}7\frac{S_1 - d_e}{S_2' - d_e}\right)\left(2 - \frac{S_1}{d_e}\right) + 3{,}2\right] \times Re_{moy}^{-0{,}27}(z+1) \qquad (8.23)$$

(*) En réalité, l'écoulement après avoir contourné la première rangée transversale de tubes, devient un peu turbulent, et par cela même les conditions de contournement des rangées suivantes changent un peu.

2) $\frac{S_1}{d_e} \geqslant 2$ et $0{,}14 \leqslant \frac{S_1 - d_e}{S_2' - d_e} < 1{,}7$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy} w_{0\,moy}^2}{2g}} = 3{,}2\, Re_{moy}^{-0{,}27}(z+1)\,; \qquad (8.24)$$

3) $\frac{S_1}{d_e} \geqslant 1$ et $1{,}7 \leqslant \frac{S_1 - d_e}{S_2' - d_e} \leqslant 5{,}2$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy} w_{0\,moy}^2}{2g}} = 0{,}44\left(\frac{S_1 - d_e}{S_2' - d_e} + 1\right)^2 . Re_{moy}^{-0{,}27}(z+1) \qquad (8.25)$$

avec :

$$w_{0\,moy} = w_{0\,ent}\frac{273 + t_{moy}}{273 + t_{ent}}\,; \qquad (8.26)$$

$$t_{moy} = \frac{t_{ent} + t_{sort}}{2} \qquad (8.27)$$

$$\gamma_{moy} = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{t_{moy}}{273}} \qquad (8.28)$$

$$Re_{moy} = \frac{w_{0\,moy}\, d_e}{\nu} \qquad (8.29)$$

ν est donné d'après la température moyenne t_{moy} dans le § 1-3 *b*.

15. Le coefficient de perte de charge d'un faisceau de tubes disposés en files alignées (y compris les pertes à l'entrée et à la sortie du faisceau) pour des nombres de Reynolds compris entre $3 \cdot 10^3$ et 10^5, peut être calculé d'après les formules suivantes, proposées par Mocan et Revsina [8.41] :

1) $\frac{S_1}{d_e} \leqslant \frac{S_2}{d_e}$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy} w_{0\,moy}^2}{2g}} = 1{,}52\left(\frac{S_1 - d_e}{S_2 - d_e}\right)^{-0{,}2}\left(\frac{S_1}{d_e} - 1\right)^{-0{,}5} \times Re_{moy}^{-0{,}2} z\,; \qquad (8.30)$$

2) $\frac{S_1}{d_e} > \frac{S_2}{d_e}$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy} w_{0\,moy}^2}{2g}} = 0{,}32\left(\frac{S_1 - d_e}{S_2 - d_e} - 0{,}9\right)^{-0{,}68}\left(\frac{S_1}{d_e} - 1\right)^{-0{,}5} \times Re_{moy}^{-\frac{0{,}2}{\left(\frac{S_1 - d_e}{S_2 - d_e}\right)^2}} z \qquad (8.31)$$

Si les pas ont des valeurs variables dans le faisceau, la perte de charge est calculée d'après leur valeur moyenne.

16. Etant donné un transfert thermique dans un faisceau de tubes, il est nécessaire d'ajouter aux valeurs de ζ dans les formules (8.23) à (8.25) et (8.30), (8.31) le terme $\Delta \zeta_t$, qui tient compte des pertes de pression dues à l'accélération (ou au ralentissement) de l'écoulement à l'intérieur du faisceau, par suite de la diminution (ou de l'augmentation) du poids spécifique du fluide actif (cf. Mikheev [8.40]) :

$$\Delta\zeta_t = 2\frac{t_{sort} - t_{ent}}{273 + t_{moy}} \qquad (8.32)$$

Dans le cas d'un échauffement, $\Delta \zeta_t$ est positif, et dans le cas d'un refroidissement, $\Delta \zeta_t$ est négatif.

17. Si le faisceau tubulaire est oblique, la perte de charge est plus faible (cf. Kazakevic [8.24]), puisque dans ce cas les conditions de contournement des tubes sont améliorées. Le degré d'abaissement de la perte de charge (coefficient de « direction » de l'écoulement) $\Psi = \zeta_\theta/\zeta_{90°}$ dépend ainsi autant de l'angle d'inclinaison θ que des autres paramètres du faisceau. Cependant, dans les calculs pratiques, on peut négliger l'influence des autres paramètres, considérant la valeur moyenne Ψ comme constante pour chaque angle d'inclinaison.

Les valeurs moyennes de Ψ sont :

1) Faisceau en files alignées

$\theta = 60°$ $\psi = 0{,}82$
$\theta = 45°$ $\psi = 0{,}54$
$\theta = 30°$ $\psi = 0{,}30$

2) Faisceau en quinconce

$\theta = 60°$ $\psi = 0{,}80$
$\theta = 45°$ $\psi = 0{,}57$
$\theta = 30°$ $\psi = 0{,}34$

18. Pour augmenter la surface de chauffe (ou de refroidissement), on utilise souvent des tubes à ailettes, et pour diminuer la perte de charge d'un faisceau de tubes frappés transversalement, on prend des tubes fuselés. On trouvera les données pour la détermination des coefficients de perte de charge des tubes à ailettes et des tubes fuselés dans les diagrammes 8.13 et 8.14.

19. Dans les écoulements à travers les milieux poreux, il y a trois principaux régimes d'écoulement moléculaire, laminaire et turbulent. Le régime moléculaire se produit lorsque les dimensions des pores sont comparables à la longueur du parcours libre des molécules (les diamètres des pores sont de l'ordre du dixième de micron). L'écoulement laminaire est soumis à la loi de Poiseuille-Hagen, qui prend la forme suivante pour un milieu poreux :

$$w_1 = \frac{\varepsilon' d_H^2 \Delta H}{32\,\overline{l}^2\,\eta l_0} \qquad (8.33)$$

ou, sous la forme de Darcy :

$$w_1 = K\frac{\Delta H}{\gamma l_0} = k'\frac{\Delta H}{\eta l_0} \qquad (8.34)$$

où : $K = \frac{\varepsilon' \gamma d_H^2}{32\eta \overline{l}^2}$ coefficient de filtration

$k' = \frac{\varepsilon' d_H^2}{32\,\overline{l}^2}$ perméabilité ; cette grandeur est constante pour un milieu poreux donné et ne dépend pas de la nature du corps fluide en écoulement

$\overline{l} = \frac{l_{pore}}{l_0}$ coefficient de sinuosité des pores

$d_H = 4\frac{\varepsilon'}{\overline{S}}$ diamètre hydraulique des pores, *m*.

ε' porosité (fraction de vide), m^3/m^3

$\overline{S}$ surface spécifique du milieu poreux, m^2/m^3

l_0 épaisseur de la couche, *m*

l_{pore} longueur vraie des pores, *m*

η coefficient de viscosité dynamique, $kgp.s/m^2$

20. Ce qui caractérise un milieu poreux, c'est le passage progressif de l'écoulement laminaire à l'écoulement turbulent qui commence pour de faibles valeurs du nombre de Reynolds Re_0 et englobe un domaine assez vaste de valeurs de ce nombre. Le caractère continu du passage du laminaire au turbulent s'explique par plusieurs raisons : d'abord la sinuosité des pores, les variations de section, ainsi que la rugosité de la surface du corps poreux contribuant à la formation de tourbillons et de perturbations dans l'écoulement; ensuite, la turbulence se propage progressivement depuis les grandes pores jusqu'aux plus petites, ce qui est lié au caractère de répartition des pores dans le corps d'après leurs dimensions.

21. On peut diviser les milieux poreux en trois groupes :

1) liés ou cohérents (céramique poreuse, charbon, métal poreux);

2) non liés ou meubles (poudres, matériaux divers en morceaux, garnissages formés d'éléments de forme géométrique régulière, sphères, cylindres, anneaux);

3) réguliers (garnissages à grilles : plaques perforées ou lattes de bois, garnissages formés de grillages, de tuyaux, de bandes ondulées, etc.).

22. La porosité et les dimensions d'un orifice (coefficient de section libre) d'une couche formée de corps sphériques identiques, ne dépendent pas du diamètre des grains; elles sont fonction de la disposition mutuelle des grains, c'est-à-dire de l'angle θ (fig. 8.5) :

$$\varepsilon' = 1 - \frac{\pi}{6(1-\cos\theta)\sqrt{1+2\cos\theta}} \quad (8.35)$$

et

$$\bar{f} = 1 - \frac{\pi}{4\sin\theta} \quad (8.36)$$

avec : ε' : porosité, m^3/m^3

$\bar{f}$: coefficient de section libre, m^2/m^2.

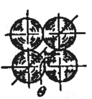
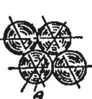



Fig. 8.5. — Dispositions relatives des corps sphériques dans une couche

Les valeurs extrêmes de l'angle θ sont 60° et 90°. Les valeurs de la porosité théorique ε' et du coefficient $\bar{f}$ en fonction de θ sont données dans le tableau 8.1.

Pour des corps de forme irrégulière, la grandeur ε' est déterminée expérimentalement. Le coefficient $\bar{f}$ peut être exprimé en fonction de la porosité par la formule suivante, établie par Bernstein, Pomerancev et Sagolova [8.8] :

$$\bar{f} \approx 0{,}95\,\varepsilon'^{1{,}75} \quad (8.37)$$

23. Le coefficient de perte de charge d'une couche friable de corps sphériques, ainsi que celui d'un milieu poreux cohérent formé d'un matériau granuleux de diamètre constant d_g, la couche ayant une épaisseur relative l_0/d_g, peut être calculé d'après la formule proposée par Bernstein, Pomerancev et Sagolova [8.8] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = \frac{1{,}53}{\varepsilon'^{4{,}2}}\left(\frac{30}{\mathrm{Re}} + \frac{3}{\mathrm{Re}^{0{,}7}} + 0{,}3\right)\frac{l_0}{d_g}$$

$$= k\,\lambda'\frac{l_0}{d_g} = \lambda\frac{l_0}{d_g} \quad (8.38)$$

où : λ : coefficient de perte de charge de la couche dont l'épaisseur est égale au diamètre du grain ($l_0/d_g = 1$)

$$k = \frac{1{,}53}{\varepsilon'^{4{,}2}}\ ; \quad (8.39)$$

$$\lambda' = \frac{30}{\mathrm{Re}} + \frac{3}{\mathrm{Re}^{0{,}7}} + 0{,}3\ ; \quad (8.40)$$

$$\mathrm{Re} = \frac{w_1 d_H}{\bar{f}\nu} = \frac{0{,}45}{(1-\varepsilon')\sqrt{\varepsilon'}}\cdot\frac{w_1 d_g}{\nu} \quad (8.41)$$

$$d_H = 0{,}423\frac{\varepsilon'^{1{,}25}}{1-\varepsilon'}d_g \quad (8.42)$$

d_H : diamètre hydraulique de l'interstice le plus étroit entre les sphères, m ;

d_g : diamètre d'un grain (sphère), m ;

l_0 : épaisseur de la couche, m.

24. Le coefficient de perte de charge d'une couche formée de corps morcelés quelconques de forme irrégulière, sauf ceux énumérés sur le diagramme 8.16, peut être calculé d'après la formule suivante, due à Bernstein, Pomerancev et Sagalova [8.8] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = \frac{1{,}53}{\varepsilon'^{4{,}2}}\left(\frac{75}{\mathrm{Re}} + \frac{15}{\sqrt{\mathrm{Re}}} + 1\right) = k\lambda' \quad (8.43)$$

où : Re et d_H sont déterminés d'après les formules (8-41) et (8-42).

Tableau 8-1

θ	60°	60°02′	61°18′	62°36′	64°03′	65°37′	67°21′	69°17′	71°28′	74°03′	77°10′	81°25′	90°00′
ε'	0,259	0,26	0,28	0,30	0,32	0,34	0,36	0,38	0,40	0,42	0,44	0,46	0,476
$\bar{f}$	0,0931	0,0977	0,1045	0,1155	0,1266	0,1337	0,1491	0,1605	0,1719	0,1832	0,1946	0,2057	0,2146

25. Pour les couches formées des corps morcelés énumérés sur le diagramme 8.16*, et aussi pour les milieux poreux cohérents formés de corps de forme irrégulière, le coefficient de perte de charge est calculé d'après la formule :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = \lambda\cdot\frac{1}{\varepsilon'^2}\cdot\frac{l_0}{d_H} \quad (8.44)$$

où d'après les données de Ickin et Kaganer [8-23] pour

$$\mathrm{Re}_G = \frac{w_1 d_H}{\nu\varepsilon'} < 3$$

$$\lambda = \frac{180}{\mathrm{Re}_G} \quad (8.45)$$

et pour $\mathrm{Re}_G > 3$:

$$\lambda = \frac{164}{\mathrm{Re}_G} + \frac{7{,}68}{\mathrm{Re}_G^{0{,}11}} \quad (8.46)$$

ici, d_H est évalué d'après les données du diagramme (8-16).

26. Si on considère des milieux poreux « réguliers » : garnissage formé d'anneaux Raschig empilés en rangs réguliers (en tubes) (cf. diagramme 8.20), et garnissages formés de lattes en bois, disposés parallèlement (cf. diagramme 8.21), les uns et les autres non arrosés, la perte de charge est constituée surtout des pertes par frottement.

Le coefficient de perte de charge de ces garnissages peut être calculé d'après la formule (8.44) où, suivant les données de Zavoronkov [8.12] on a dans l'intervalle $0{,}4\cdot10^3 < \mathrm{Re}_G < 8\cdot10^3$:

$$\lambda = \frac{3{,}12}{\mathrm{Re}_G^{0{,}375}} \quad (8.47)$$

et pour $\mathrm{Re}_G > 8.10^3$:

$$\lambda \approx 0{,}1 = \text{constante} \quad (8.48)$$

Ici $\mathrm{Re}_G = \frac{w_1 d_H}{\nu}\cdot\frac{1}{\varepsilon'}$: nombre de Reynolds du garnissage.

$d_H = \frac{4\varepsilon'}{\bar{S}}$: diamètre hydraulique de l'interstice entre les anneaux, m ;

$\bar{S}$: surface spécifique de l'ensemble des anneaux, m^2/m^2.

(*) Il est fait exception de ces corps, dans certains cas, parce que leur porosité est déterminée avec incertitude (essais de Zavoronkov [8-12]) et dans les autres cas parce qu'on ne connaît pas les dimensions du corps ou qu'il n'est pas possible de les déterminer. On a établi les formules 8.45 et 8.46 conformément aux valeurs ε' qui se rapportent aux matériaux d'origine.

27. Si l'on considère les garnissages composés d'anneaux Raschig disposés en quinconce (cf. diagramme 8.20) et des garnissages formés de lattes disposées en croix (cf. diagramme 8.21), les uns et les autres non arrosés, la perte de charge comprend non seulement les pertes par frottement, mais aussi les pertes par variations brusques de la section de l'écoulement passant d'un rang à l'autre du garnissage.

28. Le coefficient de perte de charge d'anneaux Raschig quinconcés en céramique, ayant un diamètre relatif $d_e/d_i \approx 1{,}2$ et une hauteur relative $l_K/d_i \approx 1$ peut être déterminé d'après la formule (8.44) où, dans l'intervalle $0{,}4\cdot10^3 < \mathrm{Re}_G \leqslant 6\cdot10^3$, λ est calculé d'après la formule de Zaboronkov [8.12] :

$$\lambda = \frac{9{,}2}{\mathrm{Re}_G^{0{,}375}} \quad (8.49)$$

et pour $\mathrm{Re}_G > 6.10^3$:

$$\lambda \approx 0{,}37 = \text{constante} \quad (8.50)$$

Avec une certaine approximation, on peut étendre les formules (8.49) et (8.50) à d'autres anneaux (ayant des dimensions différentes).

29. Le coefficient de perte de charge des garnissages à lattes de bois disposées en croix, est calculé d'après la formule (8.44), dans laquelle dans l'intervalle $0{,}4\cdot10^3 < \mathrm{Re}_G \leqslant 6\cdot10^3$, on a d'après Zaboronkov [8.12] :

$$\lambda = \frac{k_1'}{\mathrm{Re}_G^{0{,}375}} \quad (8.51)$$

et pour $\mathrm{Re}_G > 6.10^3$:

$$\lambda = \lambda' = \text{constante} \quad (8.52)$$

30. La perte de charge due au mouvement d'un gaz dans un garnissage arrosé est bien plus élevée que dans un garnissage sec. L'augmentation de perte de charge est due au rétrécissement de la section libre lors du passage du liquide, et au barbotage du gaz à travers le liquide qui est retenu dans les volumes morts du garnissage. Ainsi l'effet de l'intensité d'arrosage sur la perte de charge du garnissage se fait d'autant plus sentir que la dimension des éléments dans le garnissage est plus faible.

Dans le mouvement d'un gaz avec contre-courant à travers un garnissage arrosé, on observe trois régimes : stable, dans lequel le liquide s'écoule complètement vers le bas; instable, dans lequel le liquide commence à s'accumuler; ensuite, il se produit une circulation du liquide, provoquant l'engorgement de

la colonne et le rejet du liquide en même temps que du gaz. La vitesse d'accumulation et la vitesse d'engorgement de l'écoulement gazeux à partir desquelles ces phénomènes commencent à se produire, sont d'autant plus faibles que l'arrosage A du garnissage par le liquide est plus élevé (voir Zaboronkov [8.12]).

31. Le coefficient de perte de charge d'un garnissage arrosé, avant que commence l'accumulation du liquide, c'est-à-dire pour une vitesse $w_1 \leqslant w_{1\,\text{lim}}$ environ jusqu'à $A = 50\ m^3/m^2.h$, peut être calculé approximativement en se basant sur les données de Zaboronkov [8.12] d'après la formule simplifiée suivante :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = \zeta_{\text{sec}}\,(1 + \tau_1' A) \qquad (8.53)$$

avec ζ_{sec} : coefficient de perte de charge du garnissage sec, déterminé d'après les formules (8-38) à (8-52) ;

A : densité d'arrosage du garnissage par le liquide, en $m^3/m^2.h$;

τ_1' : coefficient tenant compte de l'effet du type de garnissage sur l'accroissement de perte de charge dû à l'arrosage ; il est indiqué pour les garnissages correspondants sur les diagrammes 8-16, 8-20 et 8-21 ;

$w_{1\,\text{lim}}$: vitesse limite de l'écoulement gazeux dans la section vide de l'appareil (avant le garnissage), pour laquelle commence l'accumulation ou l'engorgement du liquide ; les valeurs $w_{1\,\text{lim}}$ sont indiquées sur les mêmes diagrammes.

32. La perte de charge des garnissages fonctionnant avec un gaz sale (contenant des poussières) peut croître brusquement (2 ou 3 fois), ce dont il faut tenir compte dans les calculs hydrauliques.

33. Le coefficient de perte des garnissages générateurs, utilisés pour la récupération de la chaleur dans les fours et autres systèmes, dépend du type de garnissage. Les formules pour calculer leurs valeurs sont indiquées sur le diagramme 8.22.

34. Dans le cas, où en passant dans le garnissage, le gaz se refroidit ou s'échauffe, il faut calculer le coefficient de perte de charge en tenant compte de la formule (8.32) :

$$\zeta_t = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{\text{moy}}\, w_{1\,\text{moy}}^2}{2g}} = \zeta + \Delta\zeta_t \quad (8.54)$$

où : ζ est déterminé d'après les formules (8-38) à (8-52) ;

$$w_{1\,\text{moy}} = w_1 \frac{273 + t_{\text{moy}}}{273 + t_{\text{ent}}} \;;\; t_{\text{moy}} = \frac{t_{\text{ent}} + t_{\text{sort}}}{2} \;;$$

$$\gamma_{\text{moy}} = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{t_{\text{moy}}}{273}} \;;$$

$$\text{Re}_G = \frac{w_{0\,\text{moy}}\, d_H}{\nu} = \frac{w_{1\,\text{moy}}\, d_H}{\nu} \cdot \frac{1}{\varepsilon}\,.$$

où : ν est donné en fonction de la température moyenne t_{moy} dans § 1-3, *b*.

8.3. LISTE DES DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE DU CHAPITRE VIII

Désignation des diagrammes	Source	Numéro du diagramme	Remarques
Grille plate (tôle perforée ou treillis), dont les ouvertures sont à bords vifs ($l/d_H = 0$ à 0,015). Re > 10^5	Idel'cik [8-19, 8-20, 8-22]	8-1	Formule calculée, partiellement empirique
Grille plane (tôle perforée ou treillis), dont les ouvertures sont à bords vifs ($l/d_H = 0$ à 0,015). Re < 10^5.	"	8-2	"
Grille dont les ouvertures sont à bords coupés suivant l'écoulement, ou grille formée de coins. Re > 10^4.	"	8-3	Formule calculée
Grille épaisse (tôle perforée, ou grille formée de lattes) ($l/d_H > 0{,}015$).	"	8-4	"
Grille dont les perforations sont à bords arrondis Re > 10^3.	"	8-5	"
Grillages	Adamov, Idel'cik [8-19] Khanzonkov [8-54]	8-6	Données expérimentales et formule calculée
Grilles dont les perforations sont à bords vifs, d'épaisseur quelconque, pour de grandes vitesses de l'écoulement (supérieures au nombre de Mach).	Cornell [8-59]	8-7	"
Grilles dont les perforations sont à bords coupés dans le sens de l'écoulement ou arrondis, et grillages, pour de grandes vitesses de l'écoulement (supérieures au nombre de Mach).	"	8-8	Grillages : données expérimentales. Grilles : approximativement.
Grille formée de barreaux sous un angle d'attaque $\alpha_0 = 0$, Re > 10^4.	Dul'nev [8-11] Idel'cik [8-19] Kirschmer [8-61] Spandler [8-62]	8-9	Données expérimentales, formule calculée, comme pour une grille ordinaire.
Grille formée de barreaux sous un angle d'attaque $\alpha_0 = 0$ et $a_0/S_1 > 0{,}5$. Re > 10^4.	"	8-10	"
Faisceau de tubes cylindriques disposés en files alignées $3.10^3 < \text{Re}_{\text{moy}} < 10^5$.	Mocan et Revsina [8-41]	8-11	Formules calculées en se basant sur les données expérimentales.
Faisceaux de tubes cylindriques disposés en quinconce $3.10^3 < \text{Re}_{\text{moy}} < 10^5$.	"	8-12	"
Faisceaux de tubes à ailettes (réchauffeurs d'air)	Antuf'ev et Beleckij [8-4] Timofeev et Karasina [8-48] Scerbakov et Zirnov [8-58]	8-13	"

8.3. LISTE DES DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE DU CHAPITRE VIII

(suite)

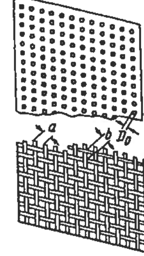
Désignation des diagrammes	Source	Numéro du diagramme	Remarques
Faisceaux de tubes de sections variées	Antuf'ev et Beleckij, Sknar', Telegina [8-4] Tulin [8-49]	8-14	"
Récupérateurs (réchauffeurs d'air)	Kuznecov et Scerbakov [8-30] Scerbakov et Zirnov [8-58]	8-15	"
Garnissage : matériau en vrac (couche formée de corps de forme irrégulière) pour d_H donné ; garnissage sec ou arrosé.	Iskin et Kaganer [8-23] Zavoronkov [8-12]	8-16	"
Garnissage : matériau en vrac (couche formée de corps de forme irrégulière) pour d_g donné ; garnissage sec ou arrosé.	"	8-17	"
Garnissage - couche meuble de corps sphériques (granuleux) ou couche poreuse cohérente, composée d'un matériau granuleux (diamètre constant).	Bernstein, Pomerancev et Sagalova [8-8]	8-18	"
Garnissage - milieu poreux lié (non granuleux)	Iskin et Kaganer [8-23]	8-19	"
Garnissages - anneaux Raschig en céramique ($d_e/d_i \approx 1,2$) ; secs et arrosés.	Zavoronkov [8-12]	8-20	"
Garnissages formés de lattes de bois ; secs et arrosés.	"	8-21	"
Garnissages de générateurs	Lincevskij [8-36]	8-22	"

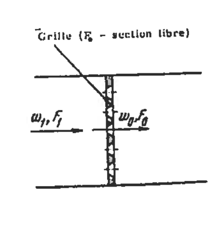
8.4. DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE

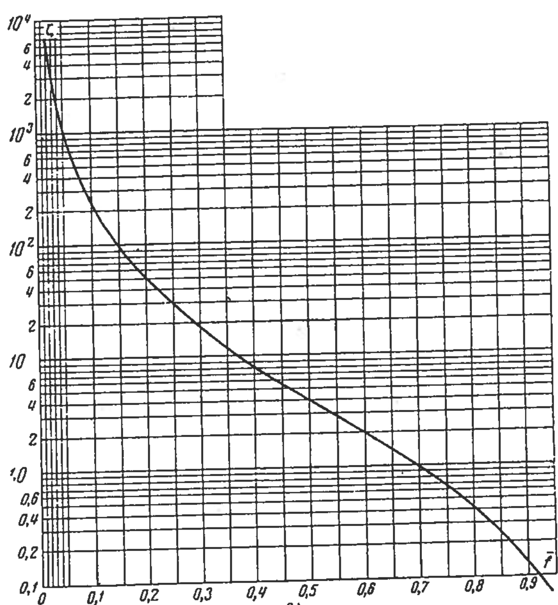
Grille plane (tôle perforée ou treillis) dont les ouvertures sont à bords vifs ($l/d_H = 0$ à $0,015$). Grands nombres de Reynolds ($Re = w_0 d_H/\nu > 10^5$)	Chapitre VIII Diagramme 8.1

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = (0,707\sqrt{1-\bar{f}} + 1 - \bar{f})^2 \frac{1}{\bar{f}^2}$$

ζ est déterminé par la courbe $\zeta = f(\bar{f})$







a)

$d_H = 4f_0/\Pi_0$; Π_0 – périmètre

$\bar{f} = \frac{F_0}{F_1}$;

f_0 aire d'une ouverture

F_0 aire de la section libre de la grille

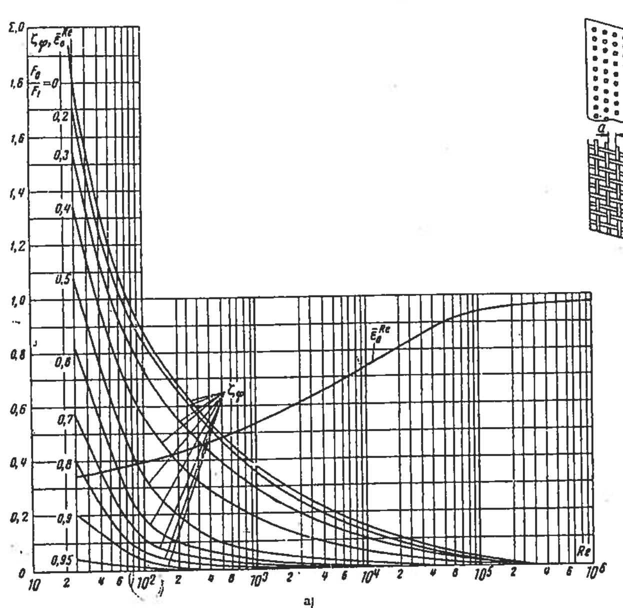
ν est donné dans § 1-3, *b*

$\bar{f}$	ζ	$\bar{f}$	ζ
0,02	7000	0,34	13,1
0,03	3100	0,36	11,6
0,04	1670	0,38	9,55
0,05	1050	0,40	8,25
0,06	730	0,43	6,62
0,08	400	0,47	4,95
0,10	245	0,50	4,00
0,12	165	0,52	3,48
0,14	117	0,55	2,85
0,15	86,0	0,60	2,00
0,18	65,5	0,65	1,41
0,20	51,5	0,70	0,97
0,22	40,6	0,75	0,65
0,24	32,0	0,80	0,42
0,26	26,8	0,85	0,25
0,28	22,3	0,90	0,13
0,30	18,2	0,95	0,05
0,32	15,6	1,0	0,00

Grille plane (tôle perforée ou treillis) dont les ouvertures sont à bords vifs ($l/d_H = 0$ à $0{,}015$). Petits nombres de Reynolds ($Re = w_0 d_H/\nu < 10^5$)

Chapitre VIII

Diagramme 8.2



a)

Grille ($\bar{f}$ – section libre)

w_1, F_1 w_0, F_0

$d_H = 4f_0/\Pi_0$; Π_0 périmètre

$\bar{f} = \frac{F_0}{F_1}$;

f_0 aire d'une ouverture

F_0 aire de la section libre de la grille

ν est donné dans § 1-3, *b*.

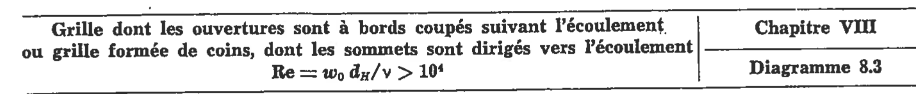
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} \cong [\zeta_\varphi + \bar{\varepsilon}_0^{Re} (\zeta_0 - \bar{f})^2] \frac{1}{\bar{f}^2}$$

où : ζ_φ est déterminé d'après les courbes $\zeta_\varphi = f_1$ (Re) pour diverses valeurs de $\bar{f}$ sur le graphique *a*) ;

$\bar{\varepsilon}_0^{Re}$ est déterminé d'après la courbe $\bar{\varepsilon}_0^{Re} = f_2$(Re) sur le graphique *a*) ;

$\zeta_0 = 1 + 0{,}707\sqrt{1 - \bar{f}}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta_0 = f(\bar{f})$ sur le graphique *b*)(p. 305)

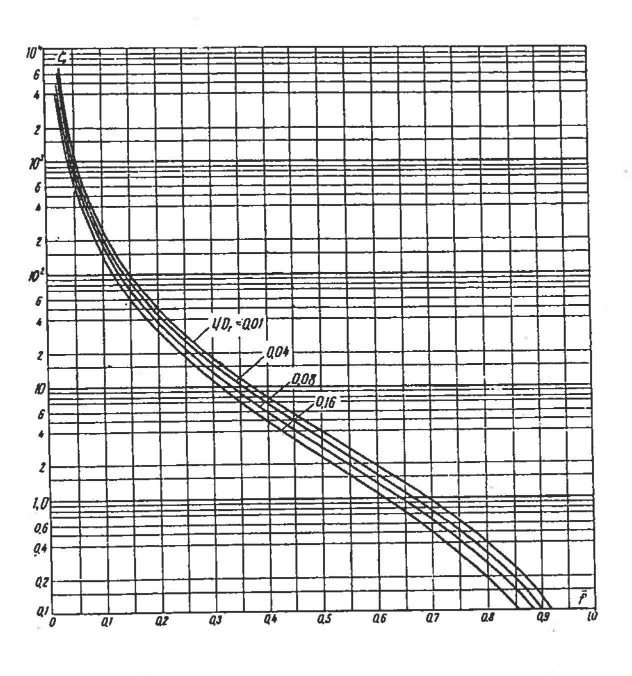
Re	2,5.10	4.10	6.10	10^2	2.10^2	4.10^2	10^3	2.10^3	4.10^3	10^4	2.10^4	10^5	2.10^5	$> 10^5$
$\bar{\varepsilon}_0^{Re}$	0,34	0,36	0,37	0,40	0,42	0,46	0,53	0,59	0,64	0,74	0,81	0,94	0,96	0,98
$\frac{F_0}{F_1}$	Valeur de ζ_φ													
0	1,94	1,38	1,14	0,89	0,69	0,64	0,39	0,30	0,22	0,15	0,11	0,04	0,01	0
0,2	1,78	1,36	1,05	0,85	0,67	0,57	0,36	0,26	0,20	0,13	0,09	0,03	0,01	0
0,3	1,57	1,16	0,88	0,75	0,57	0,43	0,30	0,22	0,17	0,10	0,07	0,02	0,01	0
0,4	1,35	0,99	0,79	0,57	0,40	0,28	0,19	0,14	0,10	0,06	0,04	0,02	0,01	0
0,5	1,10	0,75	0,55	0,34	0,19	0,12	0,07	0,05	0,03	0,02	0,01	0,01	0,01	0
0,6	0,85	0,56	0,30	0,19	0,10	0,06	0,03	0,02	0,01	0,01	0	0	0	0
0,7	0,58	0,37	0,23	0,11	0,06	0,03	0,02	0,01	0	0	0	0	0	0
0,8	0,40	0,24	0,13	0,06	0,03	0,02	0,01	0	0	0	0	0	0	0
0,9	0,20	0,13	0,08	0,03	0,01	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,95	0,03	0,03	0,02	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

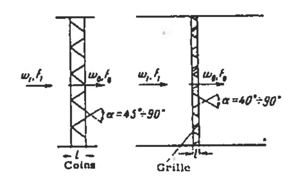


Grille dont les ouvertures sont à bords coupés suivant l'écoulement ou grille formée de coins, dont les sommets sont dirigés vers l'écoulement $Re = w_0 d_H/\nu > 10^4$

Chapitre VIII

Diagramme 8.3





$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = [\sqrt{\zeta'(1 - \bar{f})} + (1 - \bar{f})]^2 \frac{1}{\bar{f}^2}$$

où : $\zeta' = f\left(\frac{l}{d_H}\right)$ est connu d'après le tableau ou avec plus de précision d'après le graphique *b* du diagramme 4-11.

Les valeurs de ζ sont déterminées d'après les courbes $\zeta = f\left(\bar{f}, \frac{l}{d_H}\right)$

ν est donné dans § 1-3, *b*).

$d_H = \frac{4f_0}{\Pi_0}$; Π_0 périmètre $\bar{f} = \frac{F_0}{F_1}$;

f_0 aire d'une ouverture F_0 aire de la section libre de la grille

Valeurs de ζ

$\frac{l}{d_H}$	ζ'	$\bar{f}$ 0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,0
0,01	0,46	6800	1650	710	386	238	96,8	49,5	28,6	17,9	7,90	3,84	1,92	0,92	0,40	0,12	0
0,02	0,42	6540	1590	683	371	230	93,2	47,7	27,5	17,2	7,60	3,68	1,83	0,88	0,38	0,12	0
0,03	0,38	6310	1530	657	357	220	89,4	45,7	26,4	16,5	7,25	3,50	1,72	0,83	0,35	0,11	0
0,04	0,35	6130	1480	636	345	214	86,5	44,2	25,6	15,8	7,00	3,36	1,67	0,80	0,34	0,10	0
0,06	0,29	5750	1385	600	323	200	80,0	41,2	23,4	14,6	6,85	3,08	1,53	0,73	0,30	0,09	0
0,08	0,23	5300	1275	549	298	184	74,3	37,8	21,8	13,5	5,92	2,80	1,37	0,64	0,27	0,08	0
0,12	0,16	4730	1140	490	265	164	66,0	33,5	19,2	11,9	5,18	2,44	1,18	0,55	0,22	0,06	0
0,16	0,13	4460	1080	462	251	154	62,0	31,6	18,1	11,2	4,80	2,28	1,10	0,50	0,20	0,05	0

Grille épaisse (tôle perforée ou grille formée de lattes) ($l/d_H > 0,015$)

Chapitre VIII — **Diagramme 8.4**

1) $\mathrm{Re} = \frac{w_0 d_H}{\nu} \geqslant 10^5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = \left[(0,5 + \tau\sqrt{1-\bar f})(1-\bar f) + (1-\bar f)^2 + \lambda \frac{l}{d_H} \right] \frac{1}{\bar f^2} = \left(\zeta_0 + \lambda \frac{l}{d_H}\right)\frac{1}{\bar f^2}$$

où $\tau = f\left(\frac{l}{d_H}\right)$ est connue d'après le tableau ou d'après le graphique *a*) du diagramme 4-11 ;

$$\zeta_0 = (0,5 + \tau\sqrt{1-\bar f})(1-\bar f) + (1-\bar f)^2 ;$$

λ est exprimé en fonction de Re et $\bar\Delta = \frac{\Delta}{D'_H}$

d'après les diagrammes 2-1 à 2-5.

pour $\lambda = 0,02$ les valeurs de ζ sont déterminées d'après les courbes

$$\zeta = f(\bar f) \quad \text{pour divers } \frac{l}{d_H} \cdot$$

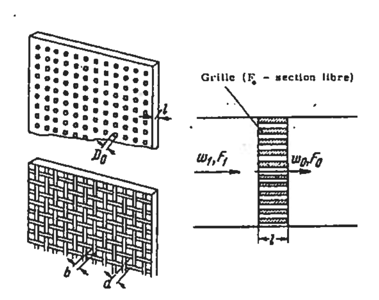
ν est donné dans § 1-3, *b*.

$\bar\Delta$ est donné dans le tableau 2-1.

2) $\mathrm{Re} < 10^5$ (approximativement)

$$\zeta_{\mathrm{Re}} = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = \left(\zeta_\varphi + \bar\varepsilon_0^{\mathrm{Re}} \zeta_0 + \lambda \frac{l}{d_H}\right)\frac{1}{\bar f^2},$$

où ζ_0 est déterminé comme pour $\mathrm{Re} > 10^5$; ζ_φ et $\varepsilon_0^{\mathrm{Re}}$: voir diagramme 8-2.



$d_H = \frac{4 f_0}{\Pi_0}$; Π_0 – périmètre

$\bar f = \frac{F_0}{F_1}$

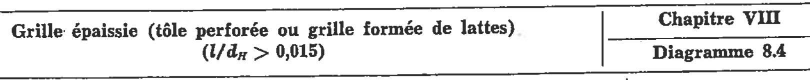
f_0 aire d'une ouverture

F_0 aire de la section libre de la grille



Valeurs de ζ

l/d_H	τ	$\bar f$ = 0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,0
0	1,35	7000	1670	730	400	245	96,0	51,5	30,0	18,2	8,25	4,00	2,00	0,97	0,42	0,13	0
0,2	1,22	6600	1600	687	374	230	94,0	48,0	28,0	17,4	7,70	3,75	1,87	0,91	0,40	0,13	0,01
0,4	1,10	6310	1530	660	356	221	89,0	46,0	26,5	16,6	7,40	3,60	1,80	0,88	0,39	0,13	0,01
0,6	0,84	5700	1380	590	322	199	81,0	42,0	24,0	15,0	6,60	3,20	1,60	0,80	0,36	0,13	0,01
0,8	0,42	4680	1130	486	264	164	66,0	34,0	19,6	12,2	5,50	2,70	1,34	0,66	0,31	0,12	0,02
1,0	0,24	4260	1030	443	240	149	60,0	31,0	17,8	11,1	5,00	2,40	1,20	0,61	0,29	0,11	0,02
1,4	0,10	3930	950	408	221	137	55,6	28,4	16,4	10,3	4,60	2,25	1,15	0,58	0,28	0,11	0,03
2,0	0,02	3770	910	391	212	134	53,0	27,4	15,8	9,90	4,40	2,20	1,13	0,58	0,28	0,12	0,04
3,0	0	3765	913	392	214	132	53,5	27,5	15,9	10,0	4,50	2,24	1,17	0,61	0,31	0,15	0,06
4,0	0	3775	930	400	215	132	53,8	27,7	16,2	10,0	4,60	2,25	1,20	0,64	0,35	0,16	0,08
5,0	0	3850	936	400	220	133	55,5	28,5	16,5	10,5	4,75	2,40	1,28	0,69	0,37	0,19	0,10
6,0	0	3870	940	400	222	133	55,8	28,5	16,6	10,5	4,80	2,42	1,32	0,70	0,40	0,21	0,12
7,0	0	4000	950	405	230	135	55,9	29,0	17,0	10,9	5,00	2,50	1,38	0,74	0,43	0,23	0,14
8,0	0	4000	965	410	236	137	56,0	30,0	17,2	11,1	5,10	2,58	1,45	0,80	0,45	0,25	0,16
9,0	0	4080	985	420	240	140	57,0	30,0	17,4	11,4	5,30	2,62	1,50	0,82	0,50	0,28	0,18
10	0	4110	1000	430	245	146	59,7	31,0	18,2	11,5	5,40	2,80	1,57	0,89	0,53	0,32	0,20



Grille épaisse (tôle perforée ou grille formée de lattes) ($l/d_H > 0,015$)

Chapitre VIII — **Diagramme 8.4**

(suite)

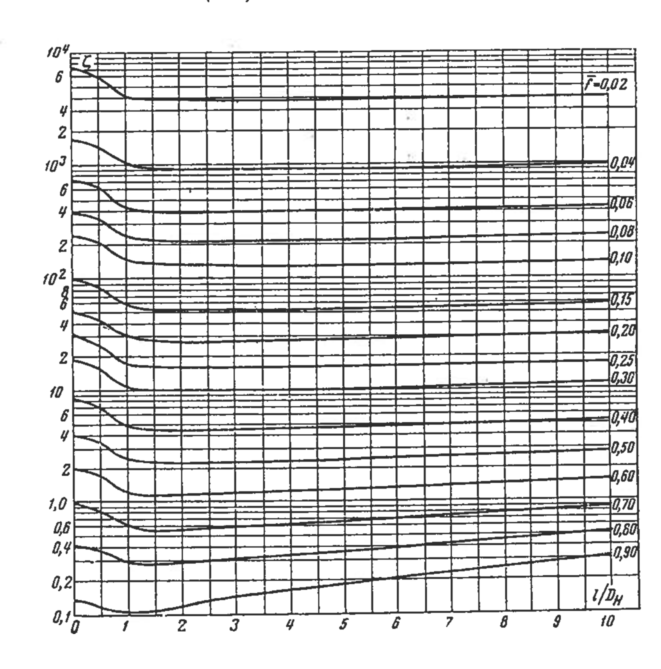
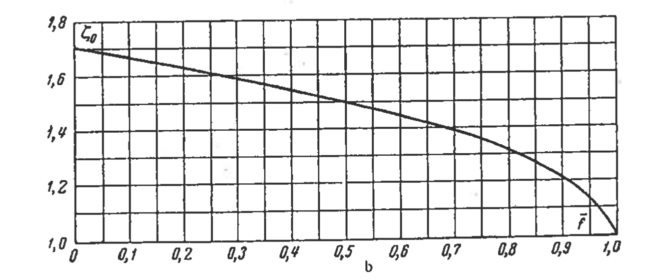


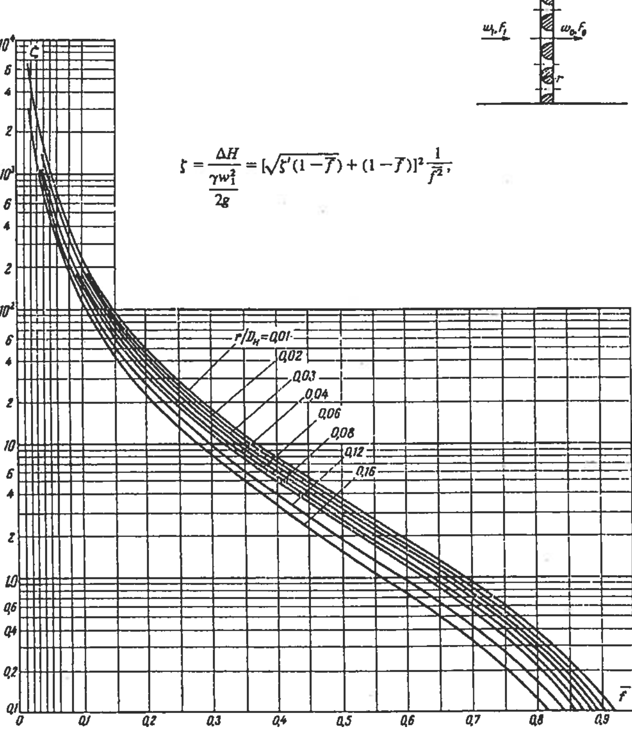
Diagramme 8.2

(suite)



$\bar f$	ζ_0
0	1,71
0,1	1,67
0,2	1,63
0,3	1,59
0,4	1,55
0,5	1,50
0,6	1,45
0,7	1,39
0,8	1,32
0,9	1,22
1,0	1,0

Grille dont les perforations sont à bords arrondis $\mathrm{Re} = w_0 d_H/\nu > 3 \cdot 10^3$	Chapitre VIII
	Diagramme 8.5



$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = [\sqrt{\zeta'(1-\bar f)} + (1-\bar f)]^2 \frac{1}{\bar f^2},$$

ζ' est donné sur le tableau ou le graphique *b* du diagramme 4-12 ;

Les valeurs de ζ sont déterminés d'après les courbes

$$\zeta = f(\bar f) \text{ pour divers } \frac{r}{d_H}.$$

ν est donné dans § 1-3, *b*.

$d_H = 4f_0/\Pi_0$; Π_0 périmètre

$$\bar f = \frac{F_0}{F_1};$$

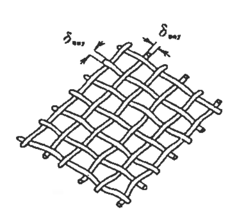
f_0 aire d'une ouverture

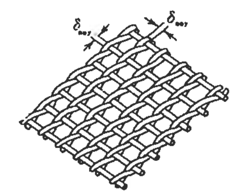
F_0 aire de la section libre de la grille

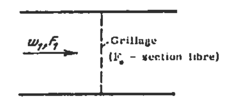
Valeurs de ζ

$\frac{r}{d_H}$	ζ'	$\bar f$ = 0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75	0,80	0,90	1,0
0,01	0,44	6620	1600	690	375	232	94,0	48,0	27,7	17,3	11,0	7,70	5,60	3,70	2,65	1,84	1,25	0,90	0,60	0,38	0,12	0
0,02	0,37	6200	1500	642	348	216	87,6	44,5	25,8	16,1	10,7	7,10	5,00	3,48	2,33	1,69	1,18	0,82	0,56	0,34	0,10	0
0,03	0,31	5850	1400	600	327	201	82,0	42,0	24,2	14,9	9,50	6,56	4,50	3,20	2,22	1,55	1,10	0,75	0,50	0,31	0,09	0
0,04	0,26	5510	1330	570	310	192	77,5	39,0	22,7	14,1	9,00	6,19	4,20	3,00	2,00	1,45	0,95	0,70	0,45	0,29	0,08	0
0,06	0,19	5000	1200	518	278	173	69,9	36,5	20,3	12,5	8,00	5,50	4,00	2,60	1,72	1,27	0,85	0,60	0,40	0,24	0,07	0
0,08	0,15	4550	1100	437	255	158	63,6	32,2	18,5	11,4	7,50	5,00	3,40	2,30	1,52	1,13	0,78	0,53	0,34	0,21	0,06	0
0,12	0,09	3860	928	398	216	133	53,5	27,0	15,5	9,30	6,50	4,16	3,00	1,90	1,24	0,89	0,60	0,40	0,27	0,16	0,04	0
0,16	0,03	3320	797	340	184	113	45,4	23,0	12,9	7,90	5,30	3,40	2,20	1,60	1,00	0,70	0,50	0,32	0,26	0,12	0,03	0

Grillages	Chapitre VIII
	Diagramme 8.6







$$\bar f = \frac{F_0}{F_1}$$

1) Fil de fer

a) $\mathrm{Re}^* = \frac{w_1 \delta_{moy}}{\nu} > 400$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = 1{,}3\,(1-\bar f) + \left(\frac{1}{\bar f} - 1\right)^2$$

est déterminé d'après le graphique *a*)

b) $\mathrm{Re}^* < 400$:

$$\zeta_{\mathrm{Re}} = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = k_{\mathrm{Re}}\, \zeta,$$

où : k_{Re} est déterminé d'après le graphique *b*) (p. 308)

ζ est déterminé comme pour Re > 400.

2) Fils de soie

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = 1{,}62\, \zeta_m ,$$

où : ζ_m est le ζ des fils métalliques ronds

k_{Re} est déterminé d'après le graphique c) (p. 308)

ν est donné dans § 1-3, *b*.

Pour z rangs de grillages placés les uns à la suite des autres

$$\zeta_z = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} \cong \sum_1^z \zeta$$

ou

$$\zeta_z \cong \sum_1^z \zeta_{\mathrm{Re}} .$$

$\bar f$	ζ
0,05	363
0,10	82,0
0,15	33,4
0,20	17,0
0,25	10,0
0,30	6,20
0,35	4,10
0,40	3,00
0,45	2,20
0,50	1,65
0,55	1,26
0,60	0,97
0,65	0,75
0,70	0,58
0,75	0,44
0,80	0,32
0,90	0,14
1,00	0,00

Tronçon A

a)

Grilles dont les perforations sont à bords vifs, d'épaisseur quelconque pour de grandes vitesses de l'écoulement (supérieures au nombre de Mach)	Chapitre VIII
	Diagramme 8.7

$$\zeta_M = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_1 w_1^2}{2g}} = k_M \zeta$$

où : ζ est déterminé comme pour $M_1 = 0$ d'après les diagrammes 8-1, 8-2 et 8-4 ;

k_M est déterminé approximativement d'après les courbes $k_M = f(M_1)$ pour diverses valeurs de $\bar{f}$

$M_1 = \frac{w_1}{a}$ nombre de Mach avant la grille

a vitesse du son, m/s



Valeurs de k_M

$\bar{f}$	M_1													
	0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65
0,2	1,00	1,09	1,30	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
0,3	1,00	1,03	1,13	1,51	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
0,4	1,00	1,00	1,03	1,14	1,41	-	-	-	-	-	-	-	-	-
0,5	1,00	1,00	1,00	1,03	1,10	1,27	1,85	-	-	-	-	-	-	-
0,6	1,00	1,00	1,00	1,00	1,04	1,12	1,30	1,77	-	-	-	-	-	-
0,7	1,00	1,00	1,00	1,00	1,03	1,08	1,16	1,35	1,68	-	-	-	-	-
0,8	1,00	1,00	1,00	1,00	1,01	1,03	1,07	1,12	1,20	1,37	1,63	2,01	-	-
0,9	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,02	1,04	1,07	1,13	1,21	1,33	1,50	1,75

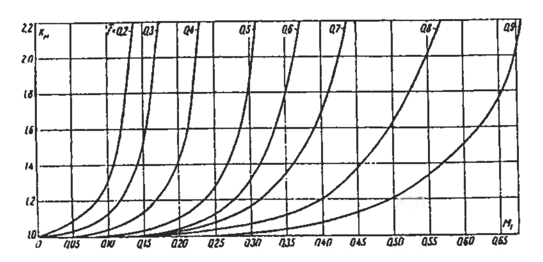
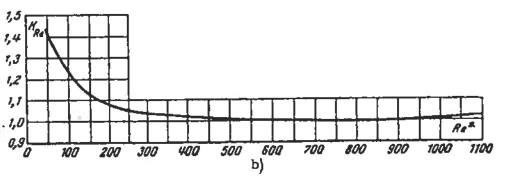


Diagramme 8.6

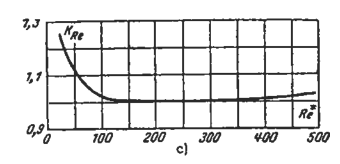
(suite)

Re*	50	100	150	200	300	400	500	1 000	1 200
k_{Re}	1,44	1,24	1,13	1,08	1,03	1,01	1,01	1,00	1,02



b)

Re*	40	80	120	300	350	400	500
k_{Re}	1,16	1,05	1,01	1,00	1,01	1,01	1,03



c)

Grilles dont les perforations sont à bords coupés dans le sens de l'écoulement ou arrondis, et grillages, pour de grandes vitesses de l'écoulement (supérieures au nombre de Mach)	Chapitre VIII
	Diagramme 8.8

$$\zeta_M = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_1 w_1^2}{2g}} = k'_M \zeta,$$

où : ζ est déterminé comme pour $M_1 = 0$ respectivement d'après les diagrammes 8-3, et 8-6 ;

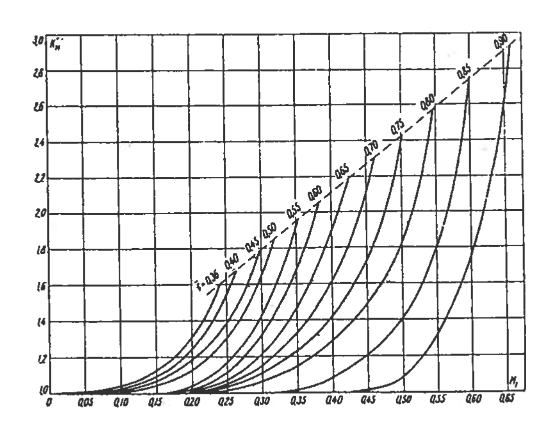
k'_M est déterminé d'après les courbes $k'_M = f(M_1)$ pour diverses valeurs de $\bar{f}$ (pour les grilles approximativement)

$M_1 = \frac{w_1}{a}$ nombre de Mach avant le grillage

a vitesse du son, m/s

Valeurs k'_M

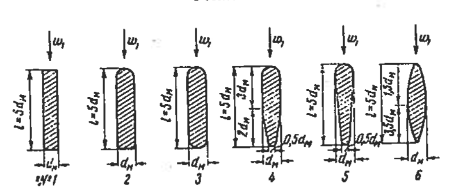
$\bar{f}$	M_1													
	0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65
0,35	1,00	1,01	1,04	1,12	1,30	-	-	-	-	-	-	-	-	-
0,40	1,00	1,00	1,02	1,10	1,25	1,55	-	-	-	-	-	-	-	-
0,45	1,00	1,00	1,01	1,07	1,19	1,40	1,82	-	-	-	-	-	-	-
0,50	1,00	1,00	1,00	1,04	1,13	1,30	1,64	-	-	-	-	-	-	-
0,55	1,00	1,00	1,00	1,00	1,04	1,17	1,42	1,93	-	-	-	-	-	-
0,60	1,00	1,00	1,00	1,00	1,02	1,11	1,32	1,68	-	-	-	-	-	-
0,65	1,00	1,00	1,00	1,00	1,01	1,07	1,22	1,47	1,90	-	-	-	-	-
0,70	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,05	1,16	1,33	1,60	2,12	-	-	-	-
0,75	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,03	1,12	1,23	1,42	1,73	2,40	-	-	-
0,80	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,01	1,06	1.15	1,28	1,49	1,81	-	-	-
0,85	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,01	1,08	1,20	1,40	1,80	2,71	-
0,90	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,01	1,08	1,32	1,75	2,65

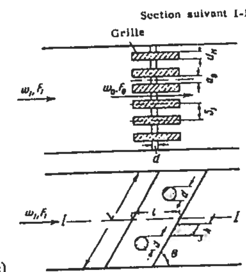


Grille formée de barreaux sous un angle d'attaque $\alpha_0 = 0$
$Re = w_0 a_0/\nu > 10^4$

Chapitre VIII
Diagramme 8.9

Forme des barreaux





1) Grille propre

a) $\frac{l}{d_M} = 5$ et $\frac{a_0}{S_1} > 0,5$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = \beta_1 k_1 \sin\theta ,$$

β_1 étant donné dans le tableau 8-2 ;

$k_1 = \left(\frac{S_1}{a_0} - 1\right)^{4/3}$ est déterminé d'après la courbe

$$k_1 = f\left(\frac{a_0}{S_1}\right).$$

b) $\frac{l}{d_M}$ et $\frac{a_0}{S_1}$: quelconques

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = \beta_2 \zeta' \sin\theta ,$$

β_2 étant donné dans le tableau 8-2 ;

ζ' étant déterminé comme ζ d'une grille épaisse, sur le diagramme 8-4.

2) Grille encrassée (en hydrotechnique)

Le coefficient de perte de charge :

$$= c'\zeta ,$$

$c' = 1,1$ à $1,3$ avec nettoyage mécanique de la grille

$c' = 1,5$ à $2,0$ avec nettoyage manuel de la grille

3) Grille avec carcasse supplémentaire (en hydrotechnique) : $\zeta_{car} = c''\zeta$,

$$c'' = \frac{1}{\left(1 - \frac{A}{L}\right)^2} ; A = hz_1 + dz_2 \text{ hauteur totale des éléments transversaux}$$

z_1 nombre de poutres supports intermédiaires

z_2 nombre des éléments qui maintiennent l'écart entre les barreaux tout en les reliant

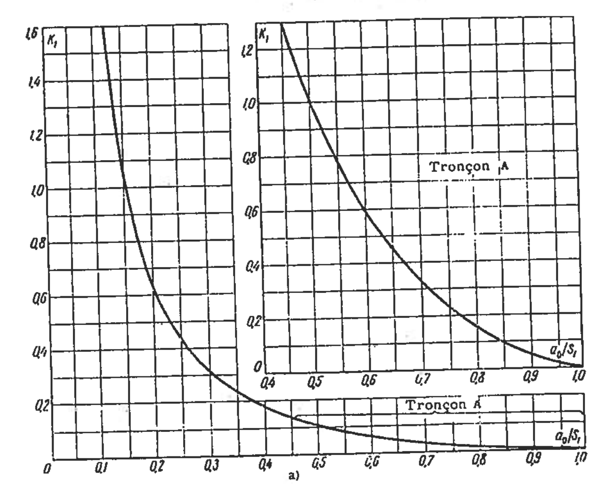
ν est donné dans § 1-3, b.

L hauteur de la grille dans l'espace libre

Tableau 8-2

N°	β_1	β_2
1	2,34	1,0
2	1,77	0,76
3	1,77	0,76
4	1,00	0,43
5	0,87	0,37
6	0,71	0,30
7	1,73	0,74

a_0/S_1	k_1
0	∞
0,1	18,7
0,2	6,35
0,3	3,09
0,4	1,72
0,5	1,00
0,6	0,58
0,7	0,32
0,8	0,16
0,9	0,05
1,0	0

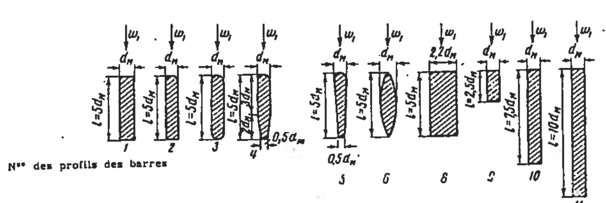


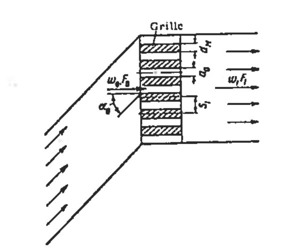
a)

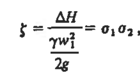
Grille composée de barreaux sous un angle d'attaque $\alpha_0 > 0$ et $a_0/S_1 \geq 0,5$
$Re = w_0 a_0/\nu > 10^4$

Chapitre VIII
Diagramme 8.10







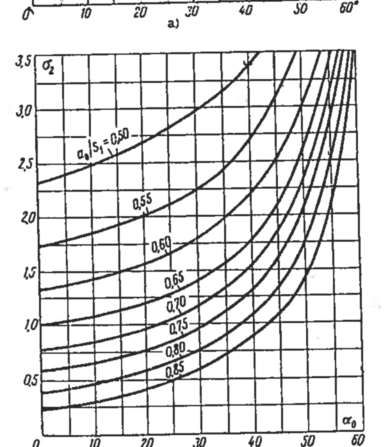


$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = \sigma_1 \sigma_2 ,$$

où : σ_1 est déterminé d'après le graphique a)

σ_2 est déterminé d'après le graphique b)

ν est donné dans § 1-3, b



a) b)

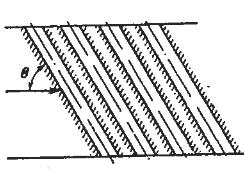
Valeur de σ_1

N°	α_0° 0	5	10	15	20	25	30	40	50	60
1	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
2	0,76	0,65	0,58	0,54	0,52	0,51	0,52	0,58	0,63	0,62
3	0,76	0,60	0,55	0,51	0,49	0,48	0,49	0,57	0,64	0,66
4	0,43	0,37	0,34	0,32	0,30	0,29	0,30	0,36	0,47	0,52
5	0,37	0,37	0,38	0,40	0,42	0,44	0,47	0,56	0,67	0,72
6	0,30	0,24	0,20	0,17	0,16	0,15	0,16	0,25	0,37	0,43
8	1,00	1,08	1,13	1,18	1,22	1,25	1,28	1,33	1,31	1,20
9	1,00	1,06	1,10	1,15	1,18	1,22	1,25	1,30	1,22	1,00
10	1,00	1,00	1,00	1,01	1,02	1,03	1,05	1,10	1,04	0,82
11	1,00	1,04	1,07	1,09	1,10	1,11	1,10	1,07	1,00	0,92

Valeur de σ_2

$\frac{a_0}{S_1}$	α_0° 0	5	10	15	20	25	30	40	50	60
0,50	2,34	2,40	2,48	2,57	2,68	2,80	2,95	3,65	4,00	4,70
0,55	1,75	1,80	1,85	1,90	2,00	2,10	2,25	2,68	3,55	4,50
0,60	1,35	1,38	1,42	1,48	1,55	1,65	1,79	2,19	3,00	4,35
0,65	1,00	1,05	1,08	1,12	1,20	1,30	1,40	1,77	2,56	4,25
0,70	0,78	0,80	0,85	0,89	0,95	1,05	1,17	1,52	2,30	4,10
0,75	0,60	0,62	0,65	0,70	0,75	0,85	0,95	1,30	2,05	3,90
0,80	0,37	0,40	0,45	0,50	0,55	0,64	0,75	1,06	1,75	3,70
0,85	0,24	0,25	0,30	0,36	0,42	0,50	0,60	0,88	1,40	3,50

Faisceau de tubes cylindriques disposés en files alignées $3\cdot10^3 < \mathrm{Re}_{moy} = w_{moy}\, d_e/\nu < 10^5$	Chapitre VIII
	Diagramme 8.11



$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy} w_{0\,moy}^2}{2g}} = \psi A\,\mathrm{Re}^m z + \Delta\zeta_t ,$$

1) $\frac{S_1}{d_e} < \frac{S_2}{d_e} : A = a_1 b_1$;

$a_1 = 1{,}52 \left(\frac{S_1 - d_e}{S_2 - d_e}\right)^{-0{,}2}$ est déterminé d'après la courbe $a_1 = f\left(\frac{S_1 - d_e}{S_2 - d_e}\right)$ sur le graphique a ;

$b_1 = \left(\frac{S_1}{d_e} - 1\right)^{-0{,}5}$ est déterminé d'après la courbe $b_1 = f\left(\frac{S_1}{d_e}\right)$ sur le graphique b ;

$m = -0{,}2$; Re^m est déterminé d'après la courbe $\mathrm{Re}^m = f(\mathrm{Re})$ pour $\frac{S_1 - d_e}{S_2 - d_e} = 1{,}0$ sur le graphique c ;

2) $\frac{S_1}{d_e} > \frac{S_2}{d_e}$ $A = c_1 b_1$;

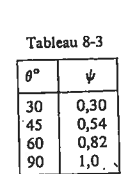
$c_1 = 0{,}32 \left(\frac{S_1 - d_e}{S_2 - d_e} - 0{,}9\right)^{-0{,}68}$ est déterminé d'après la courbe $c_1 = f\left(\frac{S_1 - d_e}{S_2 - d_e}\right)$ sur le graphique a ;

$$m = -\frac{0{,}2}{\left(\frac{S_1 - d_e}{S_2 - d_e}\right)^2} ;$$

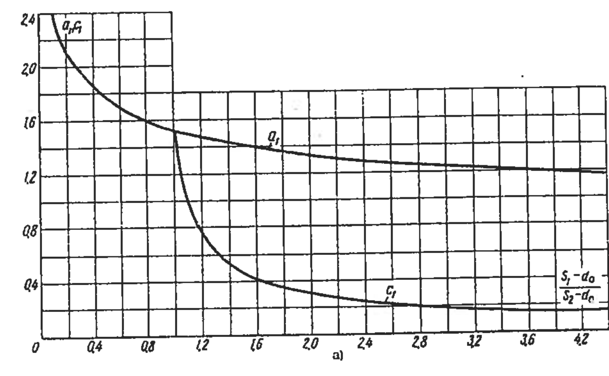
Re^m est déterminé d'après la courbe $\mathrm{Re}^m = f(\mathrm{Re})$ pour diverses valeurs de $\frac{S_1 - d_e}{S_2 - d_e}$ sur le graphique c ;

ψ est donné sur le tableau 8-3 en fonction de θ :

Tableau 8-3



$\theta°$	ψ
30	0,30
45	0,54
60	0,82
90	1,0

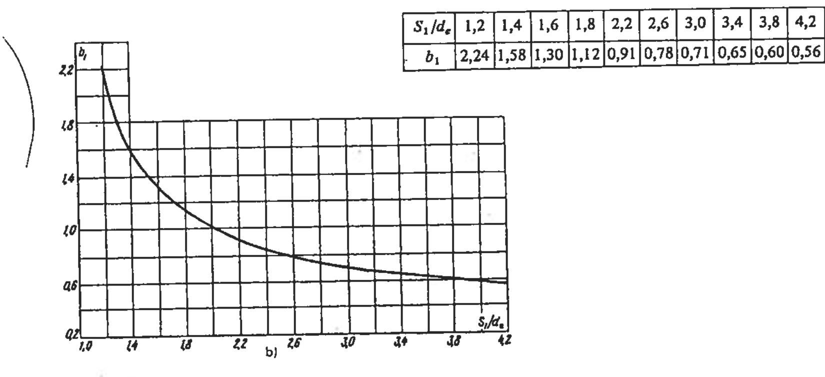


a)

$\frac{S_1 - d_e}{S_2 - d_e}$	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,6	2,0	2,4	2,8	3,2	3,6	4,0	4,2
a_1	2,40	2,10	1,82	1,70	1,58	1,52	1,46	1,38	1,32	1,28	1,23	1,20	1,18	1,15	1,14
c_1	-	-	-	-	-	1,53	0,72	0,41	0,30	0,24	0,21	0,17	0,15	0,14	0.14

Faisceau de tubes cylindriques disposés en files alignées $3\cdot10^3 < \mathrm{Re}_{moy} = w_{moy}\, d_e/\nu < 10^5$	Chapitre VIII
	Diagramme 8.11

(suite)

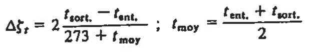


b)

S_1/d_e	1,2	1,4	1,6	1,8	2,2	2,6	3,0	3,4	3,8	4,2
b_1	2,24	1,58	1,30	1,12	0,91	0,78	0,71	0,65	0,60	0,56

Valeurs de Re^m

$\frac{S_1 - d_e}{S_2 - d_e}$	Re								
	3.10^3	4.10^3	6.10^3	8.10^3	10^4	2.10^4	4.10^4	6.10^4	$9,10^4$
1,0	0,20	0,19	0,18	0,17	0,16	0,14	0,12	0,11	0,10
1,4	0,44	0,43	0,41	0,40	0,39	0,36	0,34	0,32	0,31
1,8	0,61	0,60	0,59	0,57	0,56	0,54	0,52	0,51	0,50
2,2	0,72	0,71	0,70	0,69	0,68	0,66	0,65	0,64	0,63
2,6	0,79	0,78	0,78	0,77	0,76	0,75	0,73	0,72	0,71
3,0	0,84	0,83	0,83	0,82	0,81	0,80	0,80	0,79	0,78
3,4	0,87	0,87	0,86	0,86	0,85	0,84	0,83	0,83	0,82
3,8	0,90	0,89	0,89	0,88	0,88	0,87	0,87	0,86	0,86
4,2	0,92	0,91	0,91	0,90	0,90	0,89	0,89	0,88	0,88

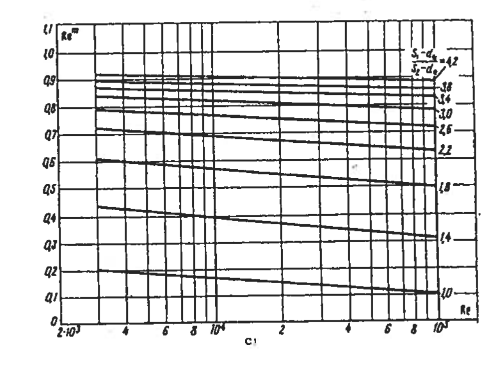


$$\Delta\zeta_t = 2\frac{t_{sort.} - t_{ent.}}{273 + t_{moy}} ; \quad t_{moy} = \frac{t_{ent.} + t_{sort.}}{2}$$

$$\gamma_{moy} = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{t_{moy}}{273}} ; \quad w_{0\,moy} = w_{0\,ent}\frac{273 + t_{moy}}{273 + t_{ent.}} ;$$

z nombre de rangs transversaux de tubes dans un faisceau

ν est donné en fonction de t_{moy} d'après § 1-3, b. Pour des faisceaux encrassés le coefficient de perte de charge $\cong 1{,}3\,\zeta$.

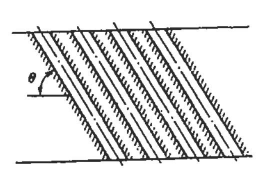


c)

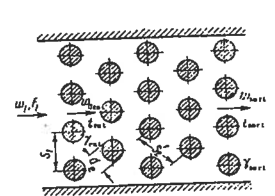
Faisceau de tubes cylindriques en quinconce $3\cdot10^3 < \mathrm{Re}_{moy} = w_{moy}\, d_e/\nu < 10^5$

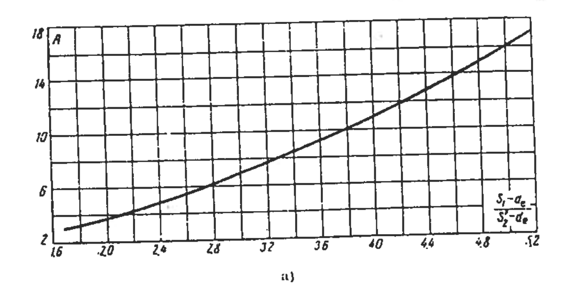
Chapitre VIII

Diagramme 8.12

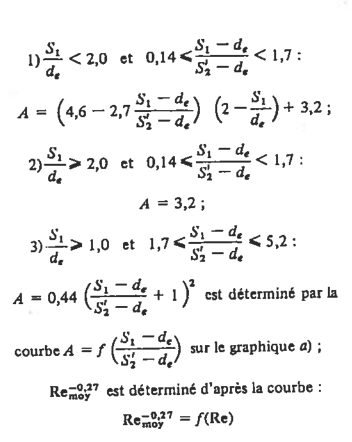


$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy}\, w_{0\,moy}^2}{2g}} = \psi A\, \mathrm{Re}_{moy}^{-0,27}\,(z+1) + \Delta\zeta_t\ ;$$





a)



1) $\frac{S_1}{d_e} < 2,0$ et $0,14 \leqslant \frac{S_1 - d_e}{S_2' - d_e} < 1,7$:

$$A = \left(4,6 - 2,7\,\frac{S_1 - d_e}{S_2' - d_e}\right)\left(2 - \frac{S_1}{d_e}\right) + 3,2\ ;$$

2) $\frac{S_1}{d_e} \geqslant 2,0$ et $0,14 \leqslant \frac{S_1 - d_e}{S_2' - d_e} < 1,7$:

$$A = 3,2\ ;$$

3) $\frac{S_1}{d_e} \geqslant 1,0$ et $1,7 \leqslant \frac{S_1 - d_e}{S_2' - d_e} \leqslant 5,2$:

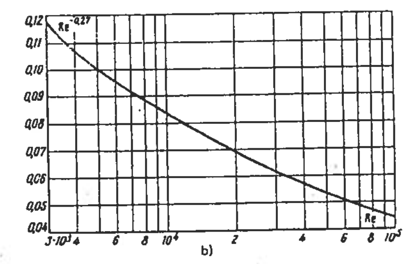
$A = 0,44\left(\frac{S_1 - d_e}{S_2' - d_e} + 1\right)^2$ est déterminé par la courbe $A = f\left(\frac{S_1 - d_e}{S_2' - d_e}\right)$ sur le graphique *a*) ;

$\mathrm{Re}_{moy}^{-0,27}$ est déterminé d'après la courbe :

$$\mathrm{Re}_{moy}^{-0,27} = f(\mathrm{Re})$$

sur le graphique *b*) ;

ψ est exprimé sur le tableau 8-4 en fonction de θ ;



b)

$$\Delta\zeta_t = \frac{t_{sort.} - t_{ent.}}{273 + t_{moy}}\ ;\quad t_{moy} = \frac{t_{ent.} + t_{sort.}}{2}\ ;$$

$$\gamma_{moy} = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{t_{moy}}{273}}\ ;\ w_{0\,moy} = w_{0\,ent}\,\frac{273 + t_{moy.}}{273 + t_{ent.}}\ ;$$

z nombre de rangées transversales de tubes dans le faisceau

ν est donné en fonction de t_{moy} d'après § 1-3, b.

Pour les faisceaux encrassés, le coefficient de perte de charge $\simeq 1,3\,\zeta$.

Tableau 8-4

$\theta°$	ψ
30	0,34
45	0,57
60	0,80
90	1,0

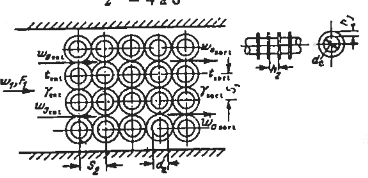
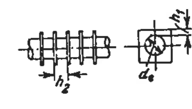
Re_{moy}	$\mathrm{Re}_{moy}^{-0,27}$
3.10^3	0,117
4.10^3	0,106
6.10^3	0,095
8.10^3	0,089
10^4	0,083
2.10^4	0,069
4.10^4	0,057
6.10^4	0,051
8.10^4	0,047
10^5	0,045

$\frac{S_1 - d_e}{S_2' - d_e}$	A
1,7	3,20
1,8	3,43
2,0	3,96
2,4	5,06
2,8	6,34
3,2	7,70
3,6	9,32
4,0	11,0
4,4	12,8
4,8	14,7
5,2	16,9

Faisceaux de tubes à ailettes (réchauffeurs d'air)

Chapitre VIII

Diagramme 8.13

Caractéristique du faisceau	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy}\, w_{0\,moy}^2}{2g}}$
Les tubes à ailettes sont en fonte, avecdes ailettes circulaires, disposés en files alignées $\frac{h_1}{d_e} = 0,2$ à $0,5$; $\frac{h_2}{d_e} = 0,2$ à $0,3$; $\frac{S_1}{d_e} = \frac{S_2}{d_e} = 2$ à 4 ; $z = 4$ à 6 	$3000 < \mathrm{Re} = \frac{w_{0\,moy}\, h_2}{\nu} < 25\,000$; $\zeta = \left[2,87 + 0,465\left(\frac{h_2}{d_e}\right)^{1,24}\left(\frac{h_1}{d_e} - 0,606\right)\right] \times$ $\times \frac{1}{\frac{S_1}{d_e}}(z-1)\,\mathrm{Re}^{-0,12} + \Delta\zeta_t$
De même, mais les ailettes sont carrées, et $\frac{h_2}{d_e} = 0,33$ 	$\zeta = \left(1,80 + 2,75\frac{h_1}{d_e}\right)\frac{1}{\frac{S_1}{d_e}}(z-1)\,\mathrm{Re}^{-0,12} + \Delta\zeta_t$.

$$\Delta\zeta_t = 2\,\frac{t_{sort.} - t_{ent.}}{273 + t_{moy}}\ ;\quad t_{moy} = \frac{t_{ent.} + t_{sort.}}{2}\ ;\quad \gamma_{moy} = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{t_{moy}}{273}}\ ;\quad w_{0\,moy} = w_{0\,ent.}\,\frac{273 + t_{moy.}}{273 + t_{ent.}}\ ;$$

z nombre de rangées transversales de tubes dans le faisceau

ν est donné en fonction de t_{moy} d'après § 1-3, *b*.

Pour les faisceaux encrassés on prend un coefficient de perte de charge $\cong 1,2 - 1,3\,\zeta$.

Faisceaux de tubes de sections variées

Chapitre VIII
Diagramme 8.14

Caractéristique du faisceau	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \dfrac{\Delta H}{\gamma_{moy} \dfrac{w^2_{0moy}}{2g}}$
Tubes avec "nageoires" disposés en quinconce		ζ est donné d'après le diagramme 8-12. Si les nageoires entrent en jeu entre les tubes, à la place de w_0, on prend $w'_{0moy} = w_{0moy} \dfrac{S_1 - d_e}{S_1 - d_e - \delta'_t}$
Tubes ovales alignés		$10^4 < Re = \dfrac{w_{0moy} d_e}{\nu} < 3.10^4$; $\zeta = 0{,}059z + 0{,}31 + \Delta\zeta_t$
Tubes ovales disposés en quinconce		$10^4 < Re = \dfrac{w_{0moy} d_e}{\nu} < 3.10^4$; $\zeta = 0{,}20z + 0{,}14 + \Delta\zeta_t$
Tubes en forme de goutte disposés en quinconce		$10^4 < Re = \dfrac{w_{0moy} d_e}{\nu} < 3.10^4$; $\zeta = 0{,}12z - 0{,}016 + \Delta\zeta_t$; ν est donné dans le § 1.3, *b*).

Faisceaux de tubes de sections variées *(suite)*

Chapitre VIII
Diagramme 8.14

Caractéristique du faisceau	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \dfrac{\Delta H}{\gamma_{moy} \dfrac{w^2_{0moy}}{2g}}$
Tubes du type "Elesko" disposés en quinconce		$10^4 < Re = \dfrac{w_{0moy} d_e}{\nu} < 4.10^4$; $\zeta = 0{,}46z + \Delta\zeta_t$
Tubes avec ailettes en fil de fer $\dfrac{S_1}{d_e} = 2{,}1$ à $3{,}0$; $\dfrac{S_2}{d_e} = 1{,}5$ à $2{,}5$; $\dfrac{l_0}{h_2} = 0{,}1$ à $0{,}3$; $\dfrac{h_1}{h_2} = 0{,}8$ à $2{,}5$; $\dfrac{d_e}{h_2} = 1{,}4$ à $2{,}2$	Fil de fer de bandage. $d_0 = 0{,}5$ à $0{,}7\ mm$ $a = 4$ à $5\ mm$ $h_2 = 7$ à $9\ mm$	a) $Re = \dfrac{w_{0moy} h_2}{\nu} = 650$ à 6000 ; $\zeta = 3{,}2z\, Re^{-0{,}24} \left(\dfrac{l_0}{h_2}\right)^{-0{,}365} \left(\dfrac{h_1}{h_2}\right)^{0{,}15} \left(\dfrac{d_e}{h_2}\right)^{0{,}1}$ b) $Re > 6000$: $\zeta = 0{,}28z \left(\dfrac{l_0}{h_2}\right)^{-0{,}365} \left(\dfrac{h_1}{h_2}\right)^{0{,}15} \left(\dfrac{d_e}{h_2}\right)^{0{,}1}$

$$\Delta\zeta_t = 2\frac{t_{sort} - t_{ent}}{273 + t_{moy}} \; ; \; t_{moy} = \frac{t_{ent} + t_{sort}}{2} \; ; \; \gamma_{moy} = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{t_{moy}}{273}} \; ; \; w_{0moy} = w_{0ent}\frac{273 + t_{moy}}{273 + t_{ent}} \; ;$$

z nombre de rangées transversales de tubes dans le faisceau ; ν est donné en fonction de t_{moy} dans § 1-3, *b*.
Pour les tubes encrassés, le coefficient de perte de charge $\cong$ 1,2 à 1,3 ζ.

Récupérateurs (réchauffeurs d'air)

Chapitre VIII

Diagramme 8.15

Caractéristiques	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy} w_{0\,moy}^2}{2g}}$
Réchauffeurs d'air (récupérateurs) à ailettes, en fonte (d_H = 0,0425 m)	1) Mouvement de l'air (écoulement à l'intérieur des tubes) $\zeta = 1{,}06 + 0{,}040 \frac{l_0}{d_H} + \Delta\zeta_t$; 2) Mouvement du gaz (contournement extérieur des tubes) a) $Re = \frac{w_{0\,moy} d_H}{\nu} < 10^4$ $\zeta = (1{,}2 + 1{,}16z)\, Re^{-0{,}12} + \Delta\zeta_t$; b) $Re \geqslant 10^4$ $\zeta = 0{,}4 + 0{,}334z + \Delta\zeta_t$
Réchauffeurs d'air (récupérateurs) à ailettes dentées	1) Mouvement de l'air (écoulement à l'intérieur des tubes) a) $Re = \frac{w_{0\,moy} d_H}{\nu} < 10^4$ $\zeta = 1{,}06 + 0{,}77 \frac{l_0}{d_H} Re^{-0{,}22} + \Delta\zeta_t$; b) $Re \geqslant 10^4$ $\zeta = 1{,}06 + 0{,}10 \frac{l_0}{d_H} + \Delta\zeta_t$; 2) Mouvement du gaz (contournement extérieur des tubes) a) $Re < 10^4$ $\zeta = (1{,}2 + 1{,}16z)\, Re^{-0{,}12} + \Delta\zeta_t$; b) $Re \geqslant 10^4$ $\zeta = 0{,}4 + 0{,}334z + \Delta\zeta_t$

$$\Delta\zeta_t = \frac{t_{sort} - t_{ent}}{273 + t_{moy}} \ ; \ t_{moy} = \frac{t_{ent} + t_{sort}}{2} \ ; \ \gamma_{moy} = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{t_{moy}}{273}} \ ; \ w_{0\,moy} = w_{0\,ent} \frac{273 + t_{moy}}{278 + t_{ent}}$$

z nombre de rangées transversales de récupérateurs ;

ν est donné en fonction de t_{moy} dans § 1-3 b.

Pour les tubes encrassés, le coefficient de perte de charge ≅ 1,2 à 1,3 ζ

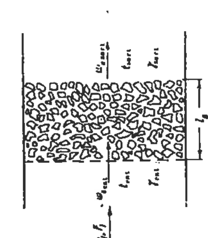
Garnissage : matériau en vrac (couche formée de corps de forme irrégulière, en morceaux ou en poudre), pour d_H donné; garnissage sec ou arrosé

Chapitre VIII

Diagramme 8.16

Tableau 8.6

Matériau	d_H, m	ε' m^3/m^3	$\bar{S}$, m^2/m^3
Andésite en morceaux 43,2 mm	0,0333	0,565	68
Gravier arrondi 42 mm	0,0193	0,388	80
Catalyseur de synthèse de l'ammoniaque 6,1 mm	0,00194	0,465	960
Catalyseur de conversion du CO en comprimés 11,5 . 6 mm	0,0033	0,380	460
Catalyseur au sulfate de vanadium, en comprimés 11 . 6,5 mm	0,00415	0,430	415
Anneaux en fer 35 . 35 . 2,5 mm	0,0372	0,830	147
" " 50 . 50 . 5 mm	0,036	0,970	104
Anneaux en céramique 15 . 15 . 2 mm	0,0085	0,700	330
" " 25 . 25 . 3 mm	0,0145	0,740	204
" " 35 . 35 . 4 mm	0,0225	0,780	140
" " 50 . 50 . 5 mm	0,0360	0,785	88
Anneaux en porcelaine 8 . 8 . 1,5 mm	0,0045	0,640	570
Eléments en forme de selles en céramique 12,5 mm	-	0,710-0,760	-
Les mêmes 25 mm	-	0,710	-



1) Garnissage sec

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy} w_{1\,moy}^2}{2g}} = \lambda \frac{l_0}{d_H} \frac{1}{\varepsilon'^2} + \Delta\zeta_t = \zeta_{sec} + \Delta\zeta_t \ ,$$

a) $Re = \frac{w_{1\,moy} d_H}{\nu} \cdot \frac{1}{\varepsilon'} < 3$:

$\lambda = \frac{180}{Re_G}$ est déterminé d'après la courbe $\lambda = f(Re)$;

b) $3 < Re < 1000$:

$\lambda = \frac{164}{Re_G} + \frac{7{,}68}{Re_G^{0{,}11}}$ est déterminé d'après la courbe

$$\lambda = f(Re) \ .$$

2) Garnissage arrosé (approximativement)

$A = 50$; $w_1 \leqslant w_{1\,lim}$; $5 < d_H < 30$ à 35 mm

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy} w_{1\,moy}^2}{2g}} \cong \zeta_{sec}(1 + 0{,}06A) + \Delta\zeta_t \ ;$$

A densité d'arrosage par le liquide, $m^3/m^2\,h$

$w_{1\,lim}$ est donné sur le tableau 8-5 ;

d_H et ε' sont donnés sur le tableau 8-6 ;

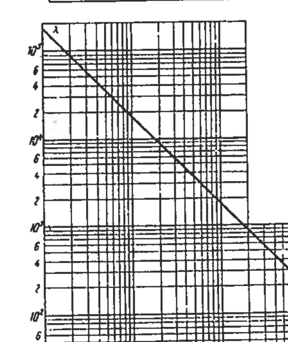
$$\Delta\zeta_t = 2 \frac{t_{sort} - t_{ent}}{273 + t_{moy}} \ ;$$

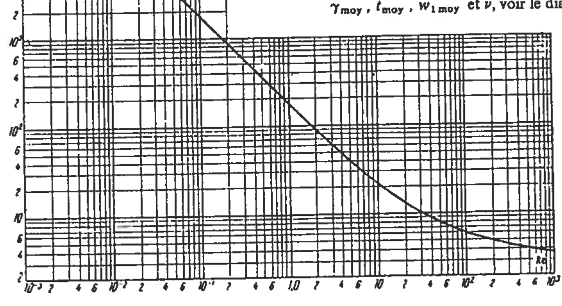
γ_{moy}, t_{moy}, $w_{1\,moy}$ et ν, voir le diagramme 8-15.

Re	λ
1.10⁻³	180000
5.10⁻³	36000
1.10⁻²	18000
5.10⁻²	3600
1.10⁻¹	1800
5.10⁻¹	360
1	180
2	90
3	61,5
4	47,9
5	39,7
6	33,7
7	29,6
8	26,5
9	24,3
10	22,4
15	16,8
20	13,7
25	12,0
30	10,7
35	9,90
40	9,24
45	8,70
50	8,30
60	7,62
70	7,16
80	6,80
90	6,52
100	6,27
150	5,62
200	5,12
250	4,84
300	4,65
350	4,49
400	4,37
450	4,29
500	4,21
600	4,07
700	3,97
800	3,96
900	3,81
1000	3,74

Tableau 8.5

$A, \frac{m^3}{m^2 h}$	$w_{1\,lim}, m/s$
0	∞
5	0,8
10	0,7
25	0,6
50	0,5

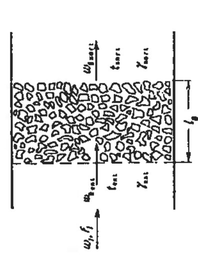




Garnissage : matériau en vrac (couche formée de corps de forme irrégulière) pour d_g donné	Chapitre VIII
	Diagramme 8.17

Tableau 8.7

Matériau	d_g mm	$\varepsilon' \frac{m^3}{m^3}$
Anthracite	1-2	0,485
"	3-5	0,466
"	5-7	0,466
"	7-12	0,457
"	12-18	0,465
"	18-25	0,475
Aggloméral	10-20	0,480
"	20-30	0,488
" provenant d'un four tournant	30-50	0,490
Alumine	1-3	0,500
"	3-5	0,500
"	9-10	0,520
Terre	0,517	0,355
"	0,600	0,343
"	0,715	0,352
"	0,800	0,378
"	0,915	0,394
"	1,10	0,401
"	1,22	0,397
"	1,45	0,400
"	1,81	0,395
Coke	10-30	0,435
"	20-50	0,457
"	30-50	0,477
"	68	0,513
PG gazeux	5-7	0,466
"	5-7	0,500
"	7-12	0,466
"	12-8	0,466
Gel de silice	3-5	0,490
Schiste	7-12	0,575
"	18-25	0,575
Charbon maigre	4-6	0,488
" "	5-7	0,442
" "	7-12	0,447
" "	12-18	0,460



$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy} w_{1\,moy}^2}{2g}} = k\lambda' \frac{l_0}{d_g} + \Delta\zeta_t = \zeta_{sec} + \Delta\zeta_t ,$$

où : $\lambda' = \frac{75}{Re} + \frac{15}{\sqrt{Re}} + 1$ est déterminé d'après la courbe $\lambda' = f(Re)$ sur le graphique a) ;

$k = \frac{1,53}{\varepsilon'^{4,2}}$ est déterminé d'après la courbe $k = f(\varepsilon')$ sur le graphique b) ;

$$Re = \frac{0,45}{(1-\varepsilon')\sqrt{\varepsilon'}} \frac{w_{1_{moy}} d_g}{\nu} ;$$

d_g diamètre moyen du corps, m ;

ε' porosité (fraction de vide dans le garnissage), m^3/m^3 ; elle est donnée dans le tableau 8.7

ν est donné en fonction de t_{moy} dans § 1-3, b ;

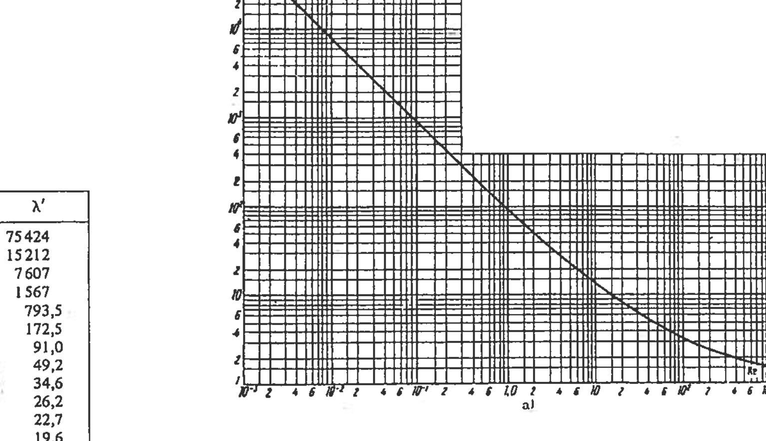
$$\Delta\zeta_t = 2\frac{t_{sort} - t_{ent}}{273 + t_{moy}} ; \quad t_{moy} = \frac{t_{ent} + t_{sort}}{2} ;$$

$$\gamma_{moy} = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{t_{moy}}{273}} ; \quad w_{1_{moy}} = w_1 \frac{273 + t_{moy}}{273 + t_{ent}}$$

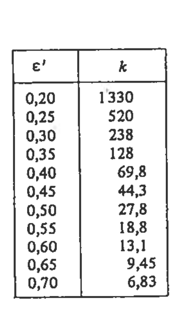
Garnissage : matériau en vrac (couche formée de corps de forme irrégulière) pour d_g donné	Chapitre VIII
	Diagramme 8.17

(suite)

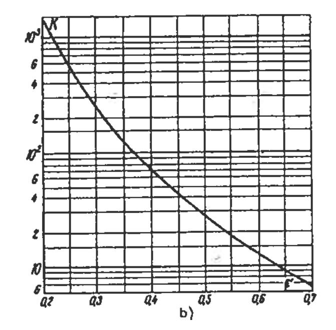
Re	λ'
1.10^{-3}	75424
5.10^{-3}	15212
1.10^{-2}	7607
5.10^{-2}	1567
1.10^{-1}	793,5
5.10^{-1}	172,5
1	91,0
2	49,2
3	34,6
4	26,2
5	22,7
6	19,6
7	17,4
8	15,7
9	14,3
10	13,2
2.10	8,10
3.10	6,22
4.10	5,25
5.10	4,62
6.10	4,20
7.10	3,85
8.10	3,70
9.10	3,40
10^2	3,25
2.10^2	2,44
3.10^2	2,11
4.10^2	1,94
5.10^2	1,82
6.10^2	1,74
7.10^2	1,68
9.10^2	1,59
10^3	1,55



a)

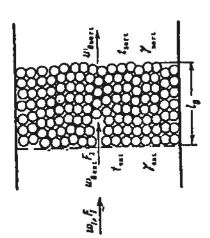


ε'	k
0,20	1330
0,25	520
0,30	238
0,35	128
0,40	69,8
0,45	44,3
0,50	27,8
0,55	18,8
0,60	13,1
0,65	9,45
0,70	6,83



b)

Garnissage : couche meuble de corps sphériques (granuleux) ou couche poreuse cohérente, composée d'un matériau granuleux (à diamètre constant)	Chapitre VIII
	Diagramme 8.18



$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy}\, w_{1\,moy}^2}{2g}} = k\lambda' \frac{l_0}{d_g} + \Delta\zeta_t\,,$$

$\lambda' = \frac{30}{Re} + \frac{3}{Re^{0,7}} + 0,3$ est déterminé d'après la courbe $\lambda' = f(Re)$ sur le graphique *a)* ;

$k = \frac{1,53}{\varepsilon'^{4,2}}$ est déterminé d'après la courbe $k = f(\varepsilon')$ sur le graphique *b)*

$$Re = \frac{0,45}{(1-\varepsilon')\sqrt{\varepsilon'}} \frac{w_1 d_g}{\nu}\,;$$

d_g – diamètre du grain, m ;

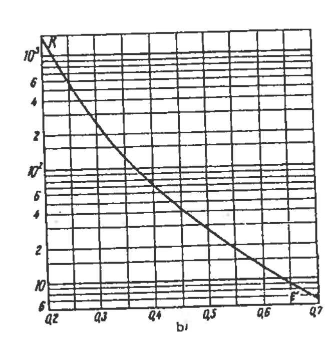
ε' – porosité (fraction de vide dans le garnissage). $\frac{m^3}{m^3}$

$\varepsilon' = 1 - \frac{\pi}{6(1-\cos\theta)\sqrt{1+2\cos\theta}}$ est déterminé d'après le tableau 8-8 ;

Tableau 8-8

$\theta°$	ε'
60	0,260
64	0,320
68	0,365
72	0,405
76	0,435
80	0,455
84	0,470
90	0,476

ε'	k
0,20	1330
0,25	520
0,30	238
0,35	128
0,40	69,8
0,45	44,3
0,50	27,8
0,55	18,8
0,60	13,1
0,65	9,45
0,70	6,38



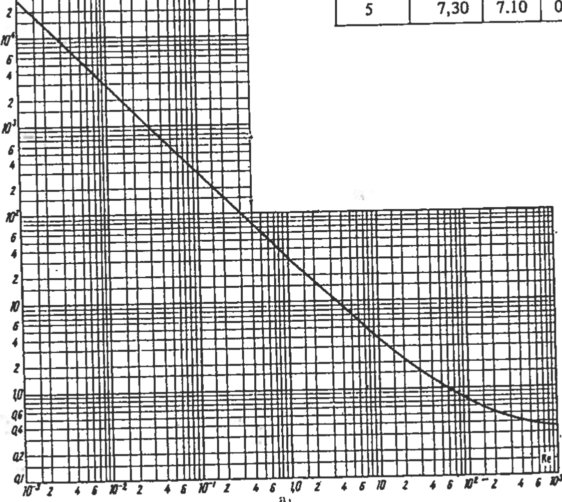
$$\Delta\zeta_t = 2\frac{t_{sort} - t_{ent}}{273 + t_{moy}}\,;\quad t_{moy} = \frac{t_{ent} + t_{sort}}{2}\,;\quad \gamma_{moy} = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{t_{moy}}{273}}\,;\quad w_{1\,moy} = w_1\frac{273 + t_{moy}}{273 + t_{ent}}\,;$$

ν – est donné en fonction de t_{moy} dans § 1-3 *b*.

Garnissage : couche meuble de corps sphériques (granuleux) ou couche poreuse cohérente, composée d'un matériau granuleux (à diamètre constant)	Chapitre VIII
	Diagramme 8.18

(suite)

Re	λ'	Re	λ'	Re	λ'
1.10^{-3}	30320	6	6,20	8.10	0,81
5.10^{-3}	6125	7	5,05	9.10	0,77
1.10^{-2}	3064	8	4,75	10^2	0,72
5.10^{-2}	634	9	4,30	2.10^2	0,52
1.10^{-1}	313	10	3,90	3.10^2	0,46
5.10^{-1}	65,2	2.10	2,17	4.10^2	0,42
1	33,3	3.10	1,57	5.10^2	0,40
2	17,2	4.10	1,28	6.10^2	0,38
3	11,7	5.10	1,10	7.10^2	0,37
4	8,93	6.10	0,97	8.10^2	0,36
5	7,30	7.10	0,88	10^3	0,35



Garnissage : milieu poreux, lié (non granuleux)

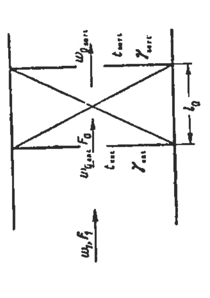
Chapitre VIII

Diagramme 8.19

Re	λ	Re	λ	Re	λ	Re	λ
1.10^{-3}	180000	7	29,6	70	7,16	600	4,07
5.10^{-3}	36000	8	26,5	80	6,80	700	3,97
1.10^{-2}	18000	9	24,3	90	6,52	800	3,96
5.10^{-2}	3600	10	22,4	100	6,27	900	3,81
1.10^{-1}	1800	15	16,8	150	5,62	1000	3,74
5.10^{-1}	360	20	13,7	200	5,12		
1	180	25	12,0	250	4,84		
2	90	30	10,7	300	4,65		
3	61,5	35	9,90	350	4,49		
4	47,9	40	9,24	400	4,37		
5	39,7	45	8,70	450	4,29		
6	33,7	50	8,30	500	4,21		
		60	7,62				

Tableau 8.9

Corps poreux	d_H	ε', m^3/m^3
Chamotte	0,0000072	0,157
"	0,0000400	0,430
"	0,0001300	0,435
Tripoli	0,0000550	0,485
"	0,0000850	0,443
"	0,0001150	0,461
"	0,0002050	0,426
Quartz	0,0000570	0,361
"	0,0000950	0,502
Verre	0,0000041	0,230
"	0,0000068	0,296
"	0,0000180	0,271
"	0,0000210	0,267
"	0,0000710	0,263
Charbon	0,0000061	0,198
"	0,0000127	0,203



$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy} w_{1\,moy}^2}{2g}} = \lambda \frac{l_0}{d_H} \frac{1}{\varepsilon'^2} + \Delta\zeta_t$$

a) $\mathrm{Re} = \frac{w_{1\,moy}\, d_H}{\nu} \frac{1}{\varepsilon'} < 3$:

$\lambda = \frac{180}{\mathrm{Re}}$ – est déterminé d'après la courbe $\lambda = f(\mathrm{Re})$.

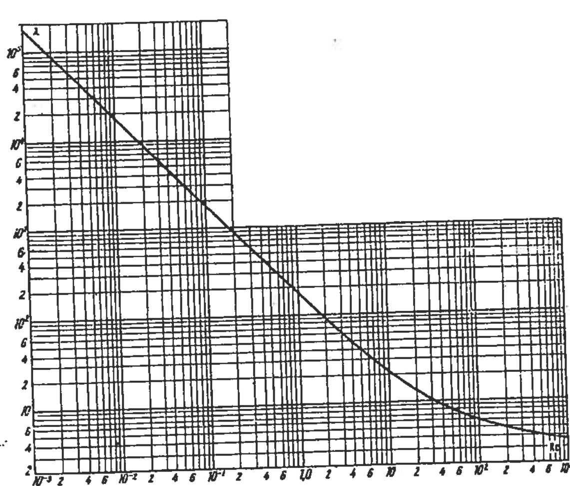
b) Re > 3 :

$\lambda = \frac{164}{\mathrm{Re}_G} + \frac{7.68}{\mathrm{Re}_G^{0,11}}$ est déterminé d'après la courbe $\lambda = f(\mathrm{Re})$;

d_H et ε' sont donnés dans le tableau 8-9.

$$\Delta\zeta_t = \frac{2\,(t_{sort} - t_{ent})}{273 + t_{moy}}; \quad t_{moy} = \frac{t_{ent} + t_{sort}}{2};$$

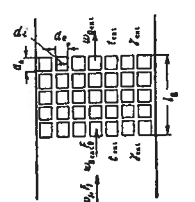
$$\gamma_{moy} = \frac{\gamma_{t=0}}{1 + \frac{t_{moy}}{273}}; \quad w_{1\,moy} = w_1 \frac{273 + t_{moy}}{273 + t_{ent}};$$



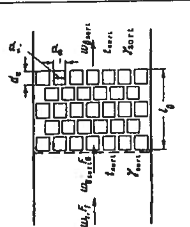
Garnissage : Anneaux Raschig en céramique (garnissages secs et arrosés) ($d_e/d_i \cong 1{,}2$)

Chapitre VIII

Diagramme 8.20



N° 1
Anneaux
empilés
directement



N° 2
Anneaux
empilés
en quinconce

Tableau 8-10

A, $m^3/m^2.h$	$w_{1\,lim}$ m/sec
0 à 10	2,0
15 à 25	1,5
30 à 50	1,0

Tableau 8-11

A, $m^3/m^2.h$	$w_{1\,lim}$ m/sec
0 à 10	1,5
15 à 20	1,2
30 à 50	0,8

Tableau 8.12

d_e mm	d_H, m	ε'	$1/\varepsilon'$	$1/\varepsilon'^2$	$\bar{S}$, m^2/m^3
50	0,027	0,73	1,36	1,85	108
80	0,036	0,72	1,39	1,93	–
100	0,048	0,72	1,39	1,93	–
150	0,075	0,72	1,39	1,93	–
200	0,100	0,72	1,39	1,93	–

1) Garnissages secs

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy} w_{1\,moy}^2}{2g}} = \lambda \frac{l_0}{d_H} \frac{1}{\varepsilon'^2}$$

N° 1 : a) $0{,}4.10^3 < \mathrm{Re} = \frac{w_{1\,moy}\, d_H}{\nu \varepsilon'} < 8.10^3$:

$\lambda = \frac{3{,}12}{\mathrm{Re}^{0{,}375}}$ – est déterminé en fonction de Re d'après la courbe N° 1 ;

b) $\mathrm{Re} > 8.10^3$;

$\lambda \cong 0{,}10$ = constante

N° 2 : a) $0{,}4.10^3 < \mathrm{Re} \leqslant 6.10^3$:

$\lambda = \frac{9{,}2}{\mathrm{Re}^{0{,}375}}$ – est déterminé en fonction de Re d'après la courbe N° 2 ;

b) $\mathrm{Re} > 6.10^3$;

$\lambda \cong 0{,}34$ = constante

Re	λ	
	N° 1	N° 2
4.10^2	0,33	0,98
6.10^2	0,28	0,84
8.10^2	0,25	0,75
10^3	0,23	0,70
$1{,}5.10^3$	0,20	0,60
2.10^3	0,18	0,53
4.10^3	0,14	0,41
6.10^3	0,12	0,36
8.10^3	0,11	0,34

2) Garnissages arrosés (données approximatives) (pour $A \leqslant 50$; $w_1 \leqslant w_{1\,lim}$)

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy} w_{1\,moy}^2}{2g}} = \lambda \frac{l_0}{d_H} \frac{1}{\varepsilon'^2}(1 + 0{,}04\,A) + \Delta\zeta_t,$$

où : A = intensité d'arrosage par le liquide $m^3/m^2.h$;

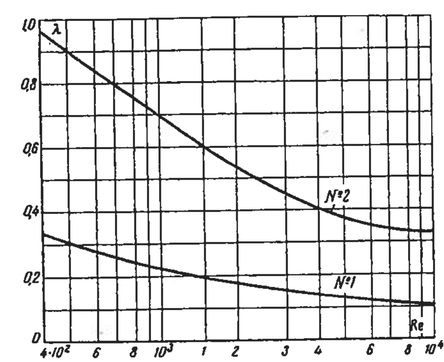
$w_{1\,lim}$ est donné dans les tableaux 8-10 et 8-11 ;

$$\Delta\zeta_t = 2\,\frac{t_{sort} - t_{ent}}{273 + t_{moy}}; \quad t_{moy} = \frac{t_{ent} + t_{sort}}{2};$$

$$\gamma_{moy} = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{t_{moy}}{273}}; \quad w_{1\,moy} = w_1 \frac{273 + t_{moy}}{273 + t_{ent}};$$

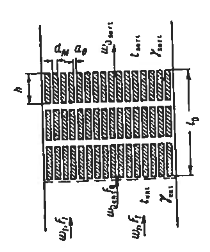
ν est donné en fonction de t_{moy} dans § 1-3 b ;

d_H et ε' sont donnés dans le tableau 8-12.

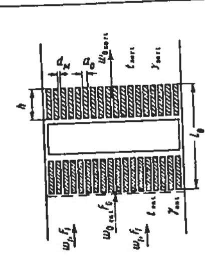


Garnissages formés de lattes de bois, secs ou arrosés

Chapitre VIII
Diagramme 8.21



N° 1. Lattes disposées parallèlement d'une couche à l'autre



N° 2. Lattes disposées transversalement d'une couche à l'autre

1) Garnissage sec

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy} w_{1\,moy}^2}{2g}} = \lambda \frac{l_0}{d_H} \frac{1}{\varepsilon'^2} ;$$

N° 1 : a) $4.10^2 < \mathrm{Re} = \frac{w_{1\,moy}\, d_H}{\nu} \frac{1}{\varepsilon'} < 10^4$:

$\lambda = \frac{3,12}{\mathrm{Re}^{0,375}}$ – est déterminé en fonction de Re d'après la courbe 1 ;

b) $\mathrm{Re} > 10^4$:

$\lambda \cong 0,10$ = constante

N° 2 : a) $4.10^2 < \mathrm{Re} = \frac{w_{1\,moy}\, d_H}{\nu} \frac{1}{\varepsilon'} < 10^4$

$\lambda = \frac{k_1'}{\mathrm{Re}^{0,375}}$ – est déterminé en fonction de Re d'après les courbes 2 pour les grilles portant des numéros ;

k_1' – est donné sur le tableau 8-13

b) $\mathrm{Re} > 10^4$:

$\lambda = \lambda'$ – est donné sur le tableau 8-13

Tableau 8-13

N° de la grille	d_M, mm	a_0, mm	h, mm	d_H, mm	d_H, m	ε'	$1/\varepsilon'$	$1/\varepsilon'^2$	$\bar{S}$, m^2/m^3	k_1'	λ'
1	10	10	100	22	0,022	0,55	1,82	3,31	100	4,4	0,14
2	10	10	50	22	0,022	0,55	1,82	3,31	100	5,7	0,18
3	10	20	100	41	0,041	0,68	1,47	2,16	66	6,7	0,21
4	10	30	100	63	0,063	0,77	1,30	1,69	49	8,5	0,26

Garnissages formés de lattes de bois, secs ou arrosés
(suite)

Chapitre VIII
Diagramme 8.21

Re	4.10^2	6.10^2	8.10^2	10^3	$1,5.10^3$	2.10^3	4.10^3	6.10^3	8.10^3	10^4	
$\mathrm{Re}^{0,375}$	9,5	10,9	12,3	13,3	15,5	17,3	22,5	26,3	29,8	31,6	N° 1
λ	0,33	0,28	0,25	0,23	0,20	0,18	0,14	0,12	0,11	0,11	
					Grille N° 1						
λ	0,46	0,40	0,35	0,33	0,28	0,25	0,20	0,17	0,15	0,14	
					Grille N° 2						
λ	0,60	0,52	0,46	0,43	0,37	0,33	0,25	0,22	0,19	0,18	N° 2
					Grille N° 3						
λ	0,70	0,61	0,54	0,50	0,43	0,39	0,30	0,25	0,22	0,21	
					Grille N° 4						
λ	0,90	0,78	0,69	0,64	0,55	0,49	0,38	0,32	0,28	0,26	

2) Garnissage arrosé (données approximatives)
(pour $A \leqslant 50$; $w_1 \leqslant w_{1\,lim}$)

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy} w_{1\,moy}^2}{2g}} = \lambda \frac{l_0}{d_H} \frac{1}{\varepsilon'^2} (1 + \tau' A) + \Delta\zeta_t ,$$

A intensité d'arrosage par le liquide $m^3/m^2.h$;
$\tau' = 0,04$ – pour N° 1 et 0,06 – pour N° 2 ;
$w_{1\,lim}$ est donné dans le tableau 8-14.

$$\Delta\zeta_t = 2 \frac{t_{sort} - t_{ent}}{273 + t_{moy}} ; \quad t_{moy} = \frac{t_{sort} + t_{ent}}{2} ;$$

$$\gamma_{moy} = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{t_{moy}}{273}} ; \quad w_{1\,moy} = w_1 \frac{273 + t_{moy}}{273 + t_{ent}} ;$$

d_H et ε' sont donnés dans le tableau 8-13 ;
ν est donné en fonction de t_{moy} dans § 1-3b

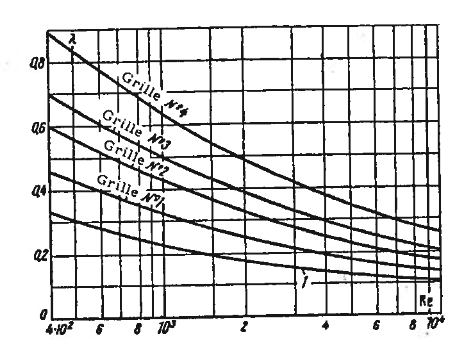


Tableau 8-14

A $m^3/m^2.h$	$w_{1\,lim}$ m/s	
	N° 1	N° 2
0 à 10	2,0	1,0
10 à 25	1,5	0,7
25 à 50	1,0	0,5

Garnissages générateurs	Chapitre VIII Diagramme 8.22

Garnissages		Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{moy} w_{1moy}^2}{2g}}$
Garnissage simple de Siemens	$d_H = \frac{2a_0b_0}{a_0+b_0}$	$\zeta = \frac{1,14}{\sqrt[4]{d_H}} l_0 + \Delta\zeta_t$
Le même en quinconce	$d_H = \frac{2a_0b_0}{a_0+b_0}$	$\zeta = \frac{1,57}{\sqrt{d_H}} l_0 + \Delta\zeta_t$
Garnissage construit par la Stalproekt	$d_H = \frac{2a_0b_0}{a_0+b_0}$	a) $\mathrm{Re} = \frac{w_{0\,moy}\, d_H}{\nu} < 700$: $\zeta = \frac{1400}{\mathrm{Re}} l_0 + \Delta\zeta_t$ b) $\mathrm{Re} > 700$: $\zeta = 2l_0 + \Delta\zeta_t$
Garnissage du type clôture dans le système V.E Grum-Grjimajlo	$d_H = \frac{2a_0b_0}{a_0+b_0}$	a) $\mathrm{Re} = \frac{w_{0\,moy}\, d_H}{\nu} < 1000$: $\zeta = \frac{4400}{\mathrm{Re}} \sqrt{d_H}\, l_0 + \Delta\zeta_t$ b) $\mathrm{Re} > 1000$: $\zeta = \frac{3}{\mathrm{Re}^{0,33} d_H^{0,8}} l_0 + \Delta\zeta_t$
		$\Delta\zeta_t = 2\frac{t_{sort} - t_{ent}}{273 + t_{moy}}$; $t_{moy} = \frac{t_{ent} + t_{sort}}{2}$; $\gamma_{moy} = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{t_{moy}}{273}}$; $w_{0\,moy} = w_{0\,ent}\frac{273 + t_{moy}}{273 + t_{ent}}$;

ν est donné en fonction de t_{moy} dans § 1-3 *b* ;

CHAPITRE IX

ÉCOULEMENT A TRAVERS LES ÉLÉMENTS ACCESSOIRES DES CONDUITES

(Coefficients de perte de charge des robinets à soupapes, robinets-vannes, clapets, joints labyrinthes, compensateurs)

9.1. NOTATIONS PRINCIPALES

F_0 — aire de la section de passage (section de la conduite d'amenée) du dispositif de fermeture, ou du jeu du labyrinthe, m^2 ;

Π_0 — périmètre de la section, m ;

F_K — aire de la section d'une chambre de labyrinthe, m^2 ;

D_0 — diamètre de la section de passage du dispositif de fermeture, m ;

D_H — diamètre hydraulique de la section, m ;

h — hauteur de levée d'une vanne, un clapet, m ;

h_K — hauteur d'une chambre de labyrinthe, m ;

l — longueur du jeu du labyrinthe, m ;

S — longueur du jet libre (longueur d'une chambre du labyrinthe), m ;

δ_0 — demi-largeur du jeu pour un labyrinthe avec double cavité ou largeur du jet pour un labyrinthe avec cavité d'un seul côté m ;

δ_g — demi-largeur du jet libre à l'extrémité de la chambre (ou largeur correspondante du jet), m ;

w_0 — vitesse moyenne de l'écoulement dans la section de passage du dispositif de fermeture dans le jeu du labyrinthe, ou dans la partie façonnée complexe, m/s ;

p_0 — pression absolue avant le dispositif de fermeture, kgp/m^2 ;

p_1 — pression absolue après le dispositif de fermeture, kgp/m^2 ;

ΔH — pertes de pression (pertes de charge), kgp/m^2 ;

ζ — coefficient de perte de charge.

9.2. EXPLICATIONS ET RECOMMANDATIONS PRATIQUES

1. La grandeur du coefficient de perte de charge des dispositifs de fermeture est fonction de leur construction et de la configuration des clapets intérieurs dont dépendent l'allure de l'écoulement, les variations de section, etc. La qualité de la cavité intérieure exerce aussi une influence sur le coefficient de perte de charge d'un dispositif de fermeture.

2. La longueur effective de certains types de soupapes et de vannes ne varie pas proportionnellement à la dimension de sa section de passage, de sorte que lorsque le diamètre de cette section varie, la similitude géométrique n'est pas conservée en totalité. De plus, la rugosité de moulage est relativement d'autant plus grande que ses dimensions sont plus petites. Il en résulte que la perte de charge de certaines soupapes et vannes varie en même temps que le diamètre de passage; ainsi pour des soupapes de grandes dimensions, le coefficient de perte de charge ζ augmente avec le diamètre de passage, et pour les soupapes de petites dimensions, ζ augmente lorsque le diamètre diminue.

3. La perte de charge des vannes est analogue par nature à celle des diaphragmes, dans lesquels, après un rétrécissement brusque, se produit un élargissement brusque de l'écoulement (fig. 9-1, *a*). Un phénomène plus complexe se rencontre dans les clapets, les robinets et les soupapes (fig. 9-1, *b*, *c*, *d*). En plus des rétrécissements et élargissements brusques, il y a ici des tours et détours compliqués de l'écoulement. Tout cela entraîne des augmentations localisées de vitesses, ainsi que des décollements, et, par consé-

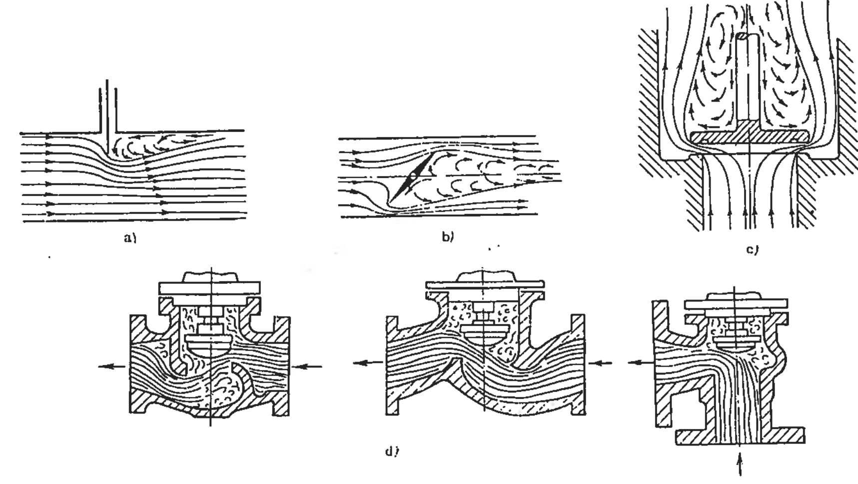


FIG. 9.1. — Schéma de l'écoulement dans les dispositifs de fermeture et de réglage :
a) vanne
b) papillon
c) soupape à siège plat
d) robinets à soupape

quent, la formation de tourbillons, ce qui provoque une perte de charge encore plus grande dans ces éléments.

La perte de charge de chaque type de dispositif de fermeture dépend en grande partie de la disposition de l'organe de fermeture.

4. Pour diminuer les dimensions d'une vanne, ainsi que les efforts et les moments de manœuvre, on diminue la section de passage. Habituellement, cet étranglement est symétrique, mais si l'écoulement s'effectue dans une seule direction, il peut être dissymétrique (cf. Gurevic [9-6]). L'étranglement du passage augmente le coefficient de perte de charge dû à la vanne.

5. L'organe de fermeture le plus adapté pour une perte de charge minimale, est le robinet à soupape à tige inclinée. Le coefficient de perte de charge des soupapes de ce type dépend essentiellement du nombre de Reynolds :

$$\mathbf{Re} = \frac{w_0 D_H}{\nu} ;$$

dans le domaine des faibles valeurs de **Re**, ζ diminue sensiblement quand **Re** augmente, et atteint son minimum pour $\mathbf{Re} = 5 \cdot 10^4$. Une augmentation ultérieure du nombre de Reynolds est accompagné d'un lent accroissement de ζ, et pour les valeurs très élevées de **Re**, le coefficient de perte de charge devient constant et indépendant de ce nombre.

6. Le coefficient de perte de charge d'un robinet à soupape à tige inclinée, peut être déterminé en fonction du rapport de levée de soupape h/D_0, d'après les formules suivantes établies par Murin [9.12] :

a) pour $D_0 = 38$ *mm*

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1{,}28 + \frac{0{,}084}{\left(\frac{h}{D_0}\right)^2} ; \qquad (9.1)$$

b) pour $D_0 = 200$ *mm*

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{0{,}51}{\left(\frac{h}{D_0}\right)^2} ; \qquad (9.2)$$

Si le clapet est grand ouvert, D_0 étant compris entre 25 et 200 *mm* :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{5{,}2}{D_0^{\frac{1}{2}}} \qquad (9.3)$$

7. Le coefficient de perte de charge des soupapes de n'importe quel type peut être déterminé d'après les formules suivantes, établies par Bach [9.18] :

a) Soupage à siège plat sans organe inférieur directionnel, pour

$0{,}1 < h/D_0 < 0{,}25$ et $0{,}1 < b_T/D_0 < 0{,}25$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 0{,}55 + 4\left(\frac{b_T}{D_0} - 0{,}1\right) + \frac{0{,}155}{\left(\frac{h}{D_0}\right)^2} \qquad (9.4)$$

b_T étant la largeur du rebord du siège, en *m* ;

b) soupape à siège plat avec organe inférieur directionnel, pour

$0{,}125 < h/D_0 < 0{,}25$ et $0{,}1 < b_T/D_0 < 0{,}25$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = (0{,}8 \text{ à } 1)\left[0{,}55 + 4\left(\frac{b_T}{D_0} - 0{,}1\right)\right] + \frac{1{,}73}{\left(\frac{h}{D_0}\right)^2 \left(\pi - \frac{i S_L}{D_0}\right)^2} \qquad (9.5)$$

où : S_L largeur du bord des arêtes directionnelles (voir diagramme 9.14)

i nombre d'arêtes.

c) soupape en cône avec surface inférieure plane, pour

$0{,}1 < h/D_0 < 0{,}25$ et pour $b_T/D_0 = 0{,}1$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 2{,}6 - \frac{0{,}8}{\frac{h}{D_0}} + \frac{0{,}14}{\left(\frac{h}{D_0}\right)^2} . \qquad (9.6)$$

d) soupape en cône avec surface d'appui conique, pour $0{,}125 < h/D_0 < 0{,}4$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 0{,}6 + \frac{0{,}15}{\left(\frac{h}{D_0}\right)^2} ; \qquad (9.7)$$

e) soupape à clapet sphérique avec surface d'appui sphérique, pour $0{,}1 < h/D_0 < 0{,}25$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 2{,}7 - \frac{0{,}8}{\frac{h}{D_0}} + \frac{0{,}14}{\left(\frac{h}{D_0}\right)^2} . \qquad (9.8)$$

8. Puisque le mouvement d'un gaz à travers les dispositifs de fermeture s'accompagne de grandes pertes de pression, la densité du gaz varie aussi considérablement. Il faut en tenir compte en déterminant la perte de charge du dispositif, à l'aide de la formule suivante (cf. Gurevic [9.6]) :

$$\Delta H = k_{comp}\, \zeta\, \frac{\gamma_{ent} w_{0\,ent}^2}{2g} \; [kgp/m^2] \qquad (9.9)$$

où : $w_{0\,ent}$ vitesse moyenne de l'écoulement avant le dispositif de fermeture, à la pression p_0, *m/s* ;

γ_{ent} poids spécifique du gaz avant le dispositif de fermeture, kgp/m^3 ;

k_{comp} coefficient de correction pour tenir compte de la compressibilité du gaz, fonction du rapport entre la pression absolue p_0 avant l'organe de fermeture et la pression absolue p_1 après :

$$\frac{p_1}{p_0} = 1 - \frac{\Delta H}{p_0} \qquad (9.10)$$

Nous obtenons les valeurs suivantes du coefficient de correction :

a) pour

$$\frac{p_1}{p_0} > 0{,}9 \quad \text{ou} \quad \Delta H < 0{,}1\, p_0$$

$$k_{comp} \simeq 1{,}0 ;$$

b) pour

$$\left(\frac{p_1}{p_0}\right)_{crit} < \frac{p_1}{p_0} < 0{,}9 \quad \text{ou} \quad 1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)_{crit} > \frac{\Delta H}{p_0} > 0{,}1 :$$

$$k_{comp} = \frac{\Delta H}{p_0} \cdot \frac{\kappa - 1}{\kappa\left[\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}\right]} \qquad (9.11)$$

ou approximativement (cf. Aronovic [9.3]) :

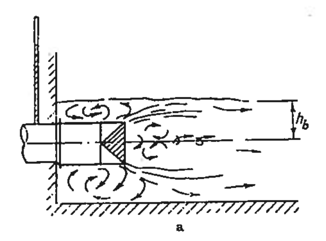
$$k_{comp} = \frac{1}{\left(1 - 0{,}46\frac{\Delta H}{p_0}\right)^2} \qquad (9.12)$$

où $\left(\frac{p_1}{p_0}\right)_{crit}$ rapport critique des pressions après et avant l'organe de fermeture, pour lequel la vitesse de l'écoulement dans la section étroite devient égale à la vitesse locale de la propagation du son ; dans le cas de l'air et d'un gaz diatomique :

$$\left(\frac{p_1}{p_0}\right)_{crit} = 0{,}53 \quad \text{et} \quad 1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)_{crit} = 0{,}47$$

Le calcul de ΔH, p_1/p_0 et k_{comp} se base sur la méthode des approximations successives.

9. Le coefficient de perte de charge d'un robinet à jet creux installé sur une conduite d'évacuation ne dépend pas du niveau du bief inférieur h_b (fig. 9.2, *a*), c'est-à-dire qu'il reste identique, que l'écoulement soit noyé ou à l'air libre (cf. Rolle [9.14]). Si le robinet à jet creux est enfermé dans une chambre spéciale qui dissipe l'énergie cinétique de l'écoulement dans le bief inférieur (fig. 9.2, *b*), le coefficient de perte de charge de la fermeture est un peu différent (cf. diagrammes 9.17 et 9.18).



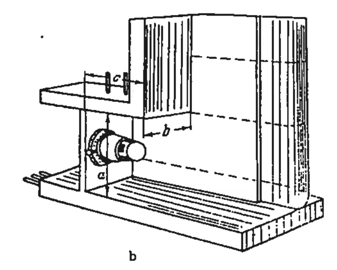


FIG. 9.2. — Obturateur annulaire d'une conduite d'évacuation d'eau :
a) schéma de l'écoulement
b) construction de l'obturateur.

10. Dans un joint labyrinthe où les rainures sont disposées sur un seul côté et au même niveau, l'écoulement est rectiligne : en entrant dans le premier défilé (fig. 9.3, *a*), le courant se comprime comme dans le cas de l'entrée dans un canal s'ouvrant dans une paroi ou comme pour le passage par une ouverture en mince paroi. En entrant dans la chambre du labyrinthe, le jet s'élargit et par mélange turbulent, sa masse augmente aux dépens du milieu ambiant. Dans ce cas, quand les dimensions relatives de la chambre (par rapport au jeu), sont assez élevées, à l'extrémité de la chambre un noyau de masse constante se sépare du jet et, en se comprimant, s'écoule dans le deuxième défilé. Les masses ajoutées du milieu ambiant, se séparant du noyau d'écoulement à l'extrémité de la chambre, et exécutant un mouvement de circulation dans l'espace de la chambre, se mêlent de nouveau au jet.

Puisque le noyau de masse constante, avant d'entrer dans le deuxième défilé, possède une grande énergie cinétique, le coefficient de contraction de l'écoulement pénétrant dans le deuxième défilé est plus faible qu'à l'entrée dans le premier.

11. La perte de charge dans une chambre de labyrinthe (fig. 9.3, *a*) comprend les pertes par frottement dans le jeu et les pertes d'énergie dans le noyau de masse constante. Ces dernières comprennent les différences d'énergie entre l'entrée et la sortie de la chambre, et les pertes à l'entrée du défilé suivant.

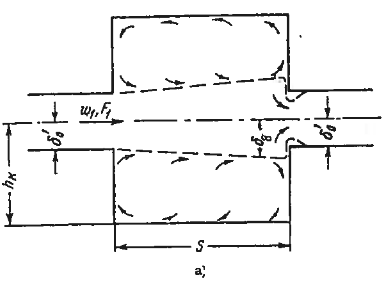
Si les dimensions de la chambre sont relativement faibles, à savoir $h_K/\delta_0 < \delta_g/\delta_0$, le jet qui sort du défilé et entre dans la chambre remplit toute la section. Dans ce cas, la perte de charge dépend :
1) des pertes par frottement dans le défilé,
2) des pertes par choc à l'élargissement brusque,
3) des pertes à l'entrée du défilé suivant.

D'après les données d'Abramovic [9.1] :

$$\frac{\delta_g}{\delta_0} = 2{,}4\,\frac{a_{str}\,S}{\delta_0} + 1 \qquad (9.13)$$

où a_{str} est le coefficient de structure (de turbulence) de l'écoulement, égal ici à 0,1.

12. Dans les joints labyrinthes avec saillies, ou en échelles, lorsque les dimensions des chambres sont grandes par rapport au jeu, le jet se dirige vers la saillie, après s'être contracté dans le jeu (fig. 9.3, *b*). Là, il fait un angle de 90° et coule droit jusqu'à la paroi inférieure de la chambre. Ensuite, faisant le tour de la chambre, la veine coule le long du deuxième canal, se dirigeant vers le second jeu. Dans la chambre du labyrinthe, des masses fixes venant de l'espace ambiant sont entraînées par le jet, et ainsi il se forme des zones de tourbillons. La présence de saillies entre les cannelures du labyrinthe allonge le parcours du jet libre, ce qui favorise son amortissement global. Les labyrinthes où l'écoulement n'est pas rectiligne sont les plus efficaces, puisque la longueur de la trajectoire du jet et la perte de charge correspondante sont bien plus élevées que dans les labyrinthes à écoulement rectiligne.



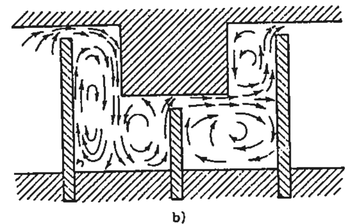


FIG. 9.3. — Schéma de l'écoulement dans les labyrinthes :
a) chambre d'un labyrinthe simple
b) labyrinthe avec écoulement circulaire.

13. Le coefficient de perte de charge des labyrinthes avec jeu allongé se calcule d'après la formule suivante, obtenue par l'auteur [9.9] :

a) pour $h_K/\delta_0 > \delta_g/\delta_0$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1 + \zeta' + z\,(a_1 + \zeta' b_1 + \zeta_f)\,, \qquad (9.14)$$

où : a_1, b_1 coefficients dépendant de la longueur relative d'une chambre du labyrinthe et déterminés d'après les graphiques correspondants du diagramme 9.19 ;

$\zeta_f = \lambda \frac{l}{\delta_0}$ coefficient de perte de charge par frottement dans le jeu ;

λ coefficient de perte de charge de l'unité de longueur relative du jeu, déterminé d'après les données des diagrammes 2.1 à 2.5 ;

ζ' coefficient d'amortissement de l'entrée, tenant compte de l'effet de la forme du bord d'entrée du jeu ; il est déterminé d'après les données des diagrammes 3.3 et 3.6.

b) pour $h_K/\delta_0 < \delta_g/\delta_0$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1 + \zeta' + z\,(a_2 + \zeta' b_2 + \zeta_f) \qquad (9.15)$$

où :

$$a_2 = \left(1 - \frac{F_0}{F_K}\right)^2 ; \qquad (9.16)$$

$$b_2 = \left(1 - \frac{F_0}{F_K}\right). \qquad (9.17)$$

14. Le coefficient de perte de charge des labyrinthes en forme de peigne est calculé d'après d'autres formules, obtenues par l'auteur [9.9] :

a) pour $h_K/\delta_0 > \delta_g/\delta_0$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = z\,c_1 + d_1 \qquad (9.18)$$

où c_1 et d_1 sont des coefficients qui dépendent de la longueur relative de la chambre du labyrinthe, S/δ_0, et sont déterminés d'après les graphiques correspondants du diagramme 9.20 ;

b) pour $h_K/\delta_0 < \delta_g/\delta_0$,

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = z\,c_2 + d_2\,, \qquad (9.19)$$

où :

$$c_2 = \left(1 + \frac{0{,}707}{\sqrt{1 - \frac{F_0}{F_K}}}\right)^2 \left(1 - \frac{F_0}{F_K}\right)^2, \qquad (9.20)$$

$$d_2 = \left(1 + 0{,}707\sqrt{1 - \frac{F_0}{F_K}}\right)^2 \qquad (9.21)$$

15. Dans les parties complexes des conduites et des canaux, où sur une faible distance on trouve une série de tournants brusques, d'élargissements et d'étranglements brusques, etc., en même temps que l'entrée et la sortie dans un espace illimité (cf. diagrammes 9.23 à 9.25), la structure de l'écoulement est fort analogue à celle dans les canaux courbes, dans les diaphragmes et les joints labyrinthes à jeu large.

Pour évaluer la perte de charge dans une de ces parties façonnées complexes, il est nécessaire de tenir compte de l'interaction de ses divers éléments, la perte de charge globale étant plus élevée que la somme des pertes de charge des éléments séparés

(dans de nombreux cas, celle-ci est multipliée par 3 ou 5).

16. Si la partie façonnée complexe sert de joint labyrinthe, sa perte de charge est utile, puisque son efficacité augmente en même temps que la perte de charge. Dans les autres cas, par exemple quand la complexité est commandée par la limitation des dimensions de l'installation, la perte de charge est nuisible et il faut la diminuer.

Les pertes dans une de ces parties complexes peuvent être considérablement restreintes si on élargit ses diverses sections transversales. Pour diminuer la perte de charge, les dispositifs les plus efficaces sont les aubes directrices installées dans les coudes brusques (cf. § 6.2). De plus, cette mesure évite un changement des dimensions. Si on arrondit les coudes, la perte de charge diminue aussi sensiblement.

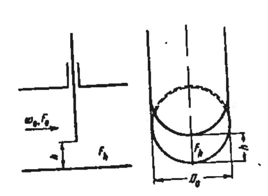
Pour les obstacles de formes irrégulières, il est utile d'installer des déflecteurs.

9.3. LISTE DES DIAGRAMMES DE COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE DU CHAPITRE IX

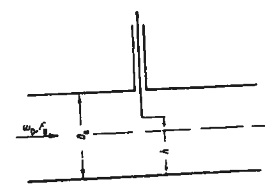
Dénomination du diagramme	Source	Numéro du diagramme	Remarques
Vanne simple	Idel'cik [9-8] Weisbach [9-22]	9-1	D'après la formule pour un diaphragme ; données expérimentales
Vanne du type "Loudleau"	Idel'cik	9-2	D'après les expériences de l'auteur
Vanne avec étranglement symétrique	Gurevic [9-6]	9-3	Données expérimentales
Papillon	Weisbach [9-22]	9-4	" "
Robinet	"	9-5	" "
Robinet à soupape normalisé avec cloisons de séparation	Bach [9-18] Erlikh [9-17]	9-6	" "
Robinet à soupape "Kosva"	"	9-7	" "
Robinet à soupape à tige inclinée	Murin [9-12]	9-8	Données expérimentales
Soupapes et vannes diverses, grand ouvertes	Bach [9-18] Erlikh [9-17]	9-9	" "
Battant	Aronovic et Slobodkin [9-4]	9-10	" "
Clapet de réglage à deux sièges	Gurevic [9-6]	9-11	Formule fournie par l'auteur
Clapet de non-retour et clapet d'aspiration avec grille	Kuznecov et Rudomino [9-11] Frenkel [9-16]	9-12	Approximativement
Soupape à siège plat sans organe inférieur directionnel	Bach [9-18] Frenkel [9-16]	9-13	Formules approchées
Soupape à siège plat avec organe inférieur directionnel	" "	9-14	"
Soupape en cône avec surface d'appui conique	"	9-15	"
Soupape en cône avec surface inférieure d'appui plane et soupape à clapet sphérique avec surface d'appui sphérique	"	9-16	"
Robinet à jet creux (libre)	Rolle [9-14]	9-17	Données expérimentales
Robinet à jet creux (dans une chambre)	"	9-18	" "
Joint labyrinthe avec jeu allongé	Idel'cik [9-9]	9-19	Formules calculées
Joint labyrinthe en forme de peigne	"	9-20	" "
Compensateurs	"	9-21	Approximativement
Serpentins	Aronov [9-2]	9-22	Données expérimentales
Passage complexe d'un volume dans un autre par un coude de 90°	Idel'cik	9-23	" "
Passage complexe d'un volume dans un autre par un coude de 180° allongé	"	9-24	" "
Passage complexe d'un volume dans un autre, par divers labyrinthes	"	9-25	" "

AGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE

Vanne simple	Chapitre IX
	Diagramme 9.1

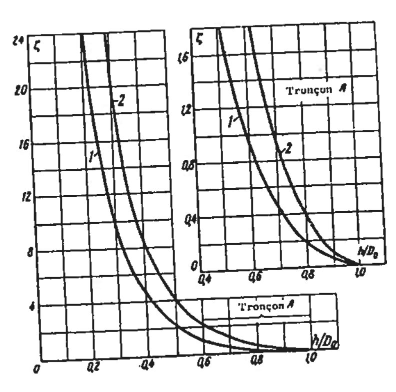


1. Conduite cylindrique



2. Conduite rectangulaire

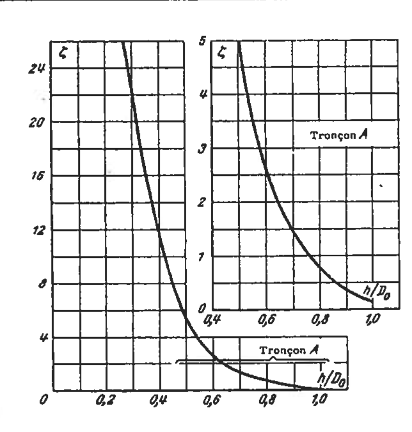
$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta = f\left(\frac{h}{D_0}\right)$

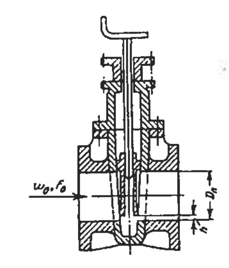


h/D_0	0	0.10	0.125	0,2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
1. Conduite cylindrique												
$\frac{F_h}{F_0}$	0	—	0,16	0,25	0,38	0,50	0,61	0,71	0,81	0,90	0,96	1,0
ζ	∞	—	97,8	35,0	10,0	4,60	2,06	0,98	0,44	0,17	0,06	0
2. Conduite rectangulaire												
ζ	∞	193	—	44,5	17,8	8,12	4,02	2,08	0,95	0,39	0,09	0

Vanne du type « Loudleau »	Chapitre IX
	Diagramme 9.2

h/D_0	ζ
0,25	30,0
0,3	22,0
0,4	12,0
0,5	5,30
0,6	2,80
0,7	1,50
0,8	0,80
0,9	0,30
1,0	0,15



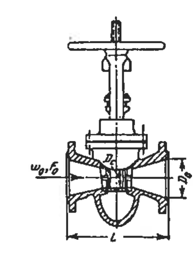


$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta = f\left(\frac{h}{D_0}\right)$

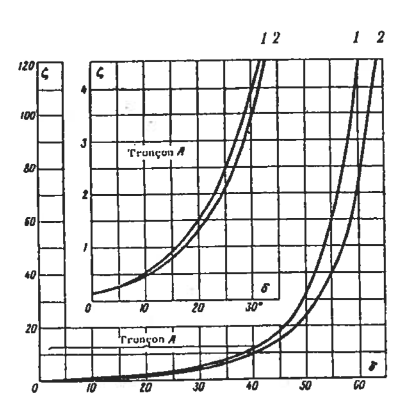
Vanne avec étranglement symétrique	Chapitre IX
	Diagramme 9.3

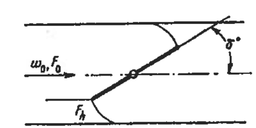
$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est donné sur le tableau adjoint.

D_0, mm	D_c/D_0	L/D_0	ζ
300	0,67	2,50	1,45
300	0,67	1,68	1,80
200	0,75	1,33	0,60
250	0,80	1,50	0,39



Papillon	Chapitre IX Diagramme 9.4

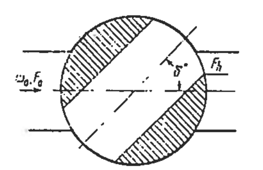




$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta = f(\delta°)$

δ°	1 Conduite cylindrique	2 Conduite rectangulaire	
	ζ	ζ	F_h/F_0
5	0,24	0,28	0,91
10	0,52	0,45	0,83
15	0,90	0,77	0,74
20	1,54	1,34	0,66
25	2,51	2,16	0,58
30	3,91	3,54	0,50
40	10,8	9,30	0,36
50	32,6	24,9	0,23
60	118	77,4	0,13
65	256	158	0,09
70	751	368	0,06
90	∞	∞	90

Robinet	Chapitre IX Diagramme 9.5



$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta = f(\delta°)$

δ°	1 Conduite cylindrique		2 Conduite rectangulaire	
	ζ	F_h/F_0	ζ	F_h/F_0
5	0,05	0,93	0,05	0,93
10	0,31	0,85	0,29	0,85
15	0,88	0,77	0,75	0,77
20	1,84	0,69	1,56	0,69
25	3,45	0,60	3,10	0,61
30	6,15	0,52	5,47	0,53
35	11,2	0,44	9,68	0,46
40	20,7	0,35	17,3	0,38
45	41,0	0,27	31,2	0,31
50	95,3	0,19	52,6	0,25
55	275	0,11	—	—
60	—	—	206	0,14
67	∞	0	—	—
82	—	—	∞	0

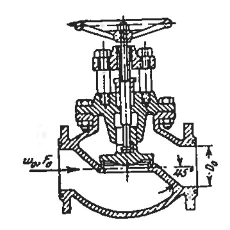
Robinet à soupape normalisé avec cloisons de séparation

Chapitre IX

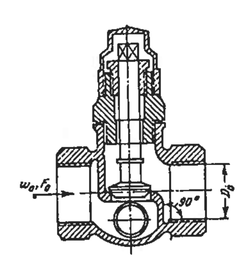
Diagramme 9.6

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé

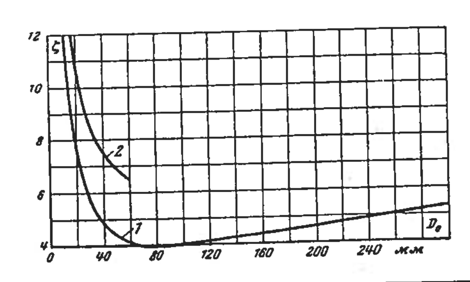
d'après la courbe $\zeta = f(D_0)$



1. Cloisons de séparation sous un angle de 45°



2. Cloisons de séparation verticales



1. Cloisons de séparation sous un angle de 45°

D_0, mm	ζ
13	10,8
20	8,00
40	4,90
80	4,00
100	4,10
150	4,40
200	4,70
250	5,10
300	5,40
350	5,50

2. Cloisons de séparation verticales

D_0, mm	ζ
13	15,9
20	10,5
25	9,30
30	8,60
40	7,60
50	6,90

Robinet à soupape « Kosva »

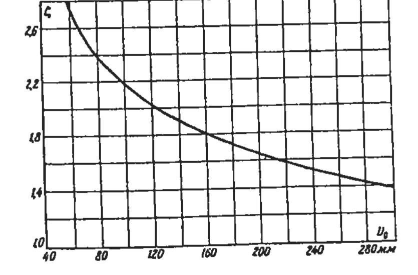
Chapitre IX

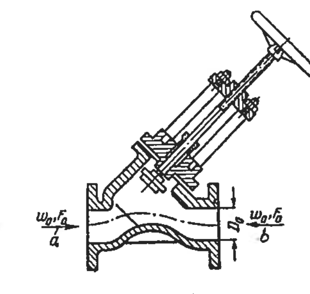
Diagramme 9.7

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta = f(D_0)$ et le tableau correspondant 9.1.

1) La section de la selle étant étranglée de 30 % (dans le sens de la flèche *a*),

D_0, mm	60	80	100	150	200	250	300	350
ζ	2,70	2,40	2,20	1,86	1,65	1,50	1,40	1,30





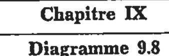
2) La section de la selle restant entière.

Tableau 9.1

D_0 en pouces	ζ (écoulement dans le sens de la flèche *a*)	ζ (écoulement dans le sens de la flèche *b*)
1	1,80	1,70
1 1/4	2,00	1,90
1 1/2	1,70	1,60

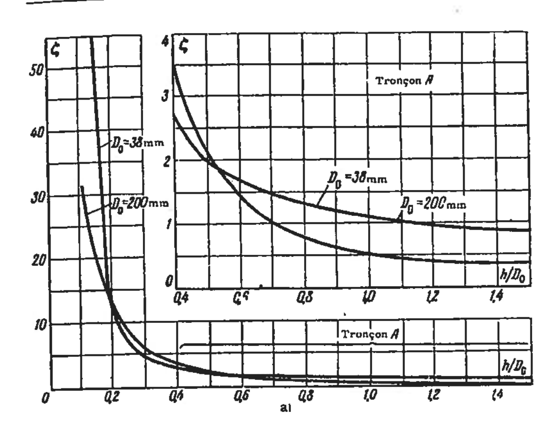


Robinet à soupape à tige inclinée

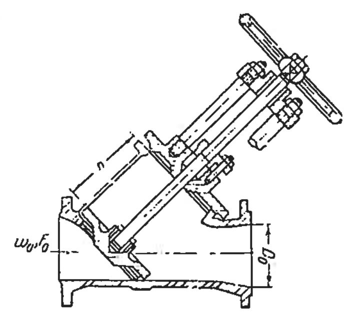


Chapitre IX

Diagramme 9.8



a)



1) Re $= w_0 D_0/\nu \geqslant 3.10^5$.

A. *Ouverture incomplète.*

a) $D_0 = 38$ *mm* et $0,2 < h/D_0 < 0,8$.

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1,28 + \frac{0,084}{\left(\frac{h}{D_0}\right)^2}$$

est déterminé d'après le graphique *a*)

b) $D_0 = 200$ *mm* et $0,2 < h/D_0 < 1,0$.

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{0,51}{\left(\frac{h}{D_0}\right)^2}$$

est déterminé d'après le graphique *a*).

B. *Ouverture totale* pour des diamètres D_0 compris entre 25 et 250 mm.

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq \frac{5,2}{\sqrt{D_0}}$$

est déterminé d'après le graphique *b*).

2) Re $< 3.10^5$.

$$\zeta_{Re} = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_{Re}\,\zeta\,,$$

où k_{Re} est déterminé d'après le graphique *c*, les valeurs de ν sont données dans § 1.3, *b*.

b)

c)

D_0, mm	ζ
25	1,04
38	0,85
50	0,73
65	0,65
75	0,60
100	0,50
125	0,46
150	0,42
200	0,36
250	0,32

h/D_0	$\zeta_{D_0 = 38\ mm}$	$\zeta_{D_0 = 200\ mm}$
0,2	12,0	13,0
0,3	4,40	5,80
0,4	2,60	3,20
0,5	2,00	2,00
0,6	1,70	1,40
0,7	1,50	1,00
0,8	1,30	0,80
1,0	1,11	0,50
1,2	0,95	0,40
1,4	0,85	0,36

Re	k_{Re}
5.10^3	1,40
10^4	1,07
2.10^4	0,94
5.10^4	0,88
10^5	0,91
2.10^5	0,96
3.10^5	1,0

Soupapes et vannes diverses grand ouvertes

Chapitre IX

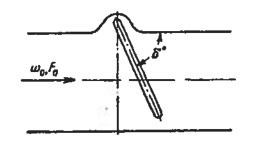
Diagramme 9.9

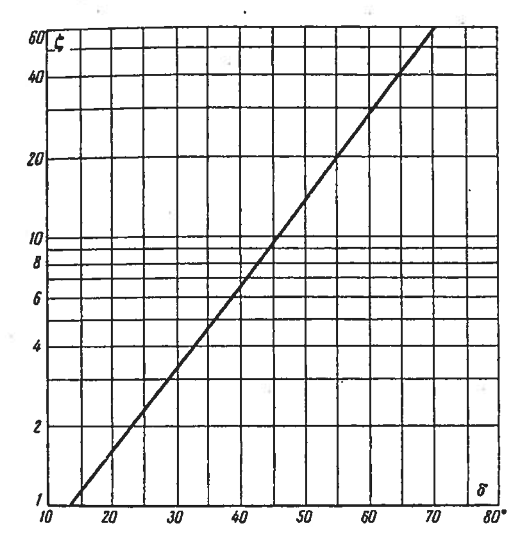
Désignation de la soupape ou de la vanne	Schéma	Coefficient de perte de charge : $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Robinet à soupape du type "Rey"	w_0, F_0	$\zeta = 3{,}4$
Robinet à soupape embouti	$w_0 . F_0$	$\zeta = 7{,}8$
Robinet-vanne méplat	w_0, F_0	$\zeta = 0{,}2$
Vannes à vapeur avec fermeture par levier	w_0, f_0	$\zeta = 0{,}75$
Vanne à tête de poussée et tube mobile	w_0, f_0	$D_0/D_{ét}$: 1,2 – 1,4 – 1,8 ; ζ : 0,3 – 0,7 – 2,2

Battant

Chapitre IX

Diagramme 9.10





$\delta°$	ζ
20	1,7
25	2,3
30	3,2
35	4,6
40	6,6
45	9,5
50	14
55	20
60	30
65	42
70	62
75	90

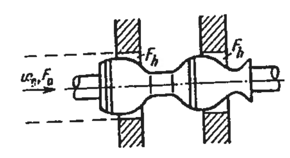
$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq 0{,}35 . 10^{0{,}0323\,\delta°}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta = f(\delta°)$

Clapet de réglage à deux sièges

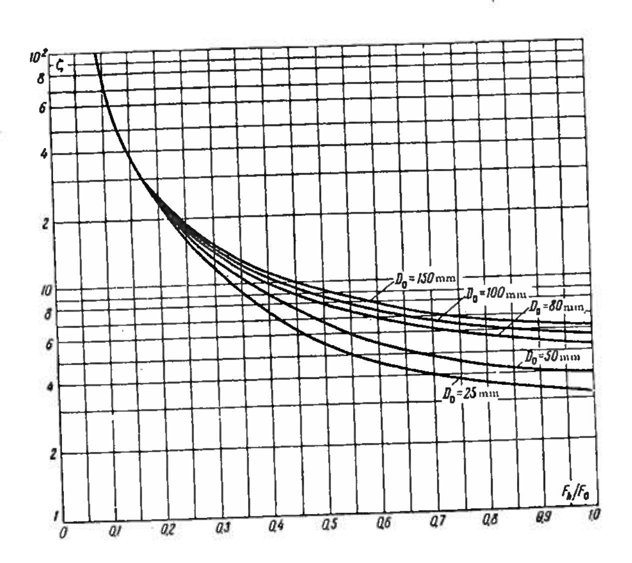
Chapitre IX

Diagramme 9.11

$\frac{F_h}{F_0}$	Valeurs de ζ				
	$D_0 = 25$ *mm*	$D_0 = 50$ *mm*	$D_0 = 80$ *mm*	$D_0 = 100$ *mm*	$D_0 = 150$ *mm*
0,1	70,0	70,0	70,0	70,0	70,0
0,2	22,0	22,5	23,0	23,5	24,1
0,3	11,5	13,0	13,5	14,0	14,5
0,4	7,40	9,00	9,80	10,5	11,0
0,5	5,60	6,75	8,00	8,50	9,00
0,6	4,60	5,60	7,00	7,50	8,00
0,7	4,00	4,95	6,30	6,80	7,40
0,8	3,60	4,50	5,80	6,20	6,80
0,9	3,30	4,10	5,40	6,00	6,50
1,0	3,20	4,00	5,25	5,80	6,30



$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta = f\left(\frac{F_h}{F_0}\right)$ pour diverses valeurs de D_0 (en *mm*).

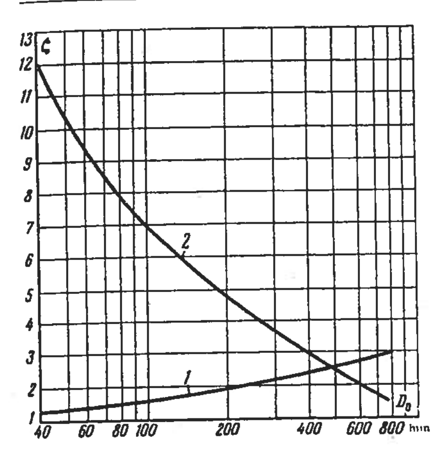


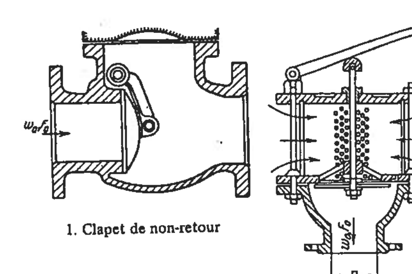


Clapet de non-retour et clapet d'aspiration avec grille

Chapitre IX

Diagramme 9.12





1. Clapet de non-retour

2. Clapet d'aspiration avec grille

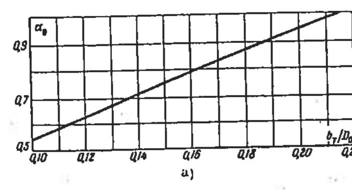
D_0 *mm*	ζ	
	1 Clapet de non-retour	2 Clapet d'aspiration avec grille
40	1,3	12
70	1,4	8,5
100	1,5	7,0
200	1,9	4,7
300	2,1	3,7
500	2,5	2,5
750	2,9	1,6

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta = f(D_0,\ mm)$.

Soupape à siège plat sans organe inférieur de direction

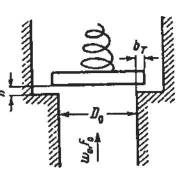
Chapitre IX

Diagramme 9.13



a)

b_T/D_0	α_0		h/D_0	β_0
0,10	0,55		0,10	15,5
0,12	0,63		0,12	10,8
0,14	0,71		0,14	7,90
0,16	0,79		0,16	6,05
0,18	0,87		0,18	4,78
0,20	0,95		0,20	3,87
0,22	1,03		0,22	3,20
0,24	1,11		0,24	2,69
0,25	1,15		0,25	2,48



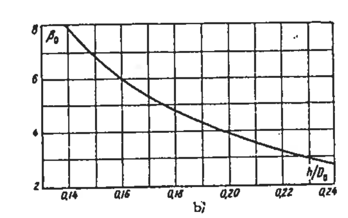
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \alpha_0 + \beta_0$$

avec $\alpha_0 = 0,55 + 4\left(\frac{b_T}{D_0} - 0,1\right)$; α_0 est déterminé d'après le graphique *a*) ;

$\beta_0 = \frac{0,155}{\left(\frac{h}{D_0}\right)^2}$ est déterminé d'après le graphique *b*)

La formule est valable dans les intervalles :

$$0,1 < h/D_0 < 0,25 \quad ; \quad 0,1 < \frac{b_T}{D_0} < 0,25 .$$



b)

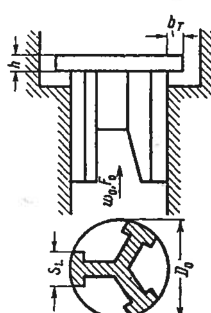
Clapet de régla

$\frac{F_h}{F_0}$	Valeurs $D_0 = 25$ mm	$D_0 = 50$ mm
0,1	70,0	70,
0,2	22,0	2
0,3	11,5	
0,4	7,40	
0,5	5,6	
0,6		
0,7		
0,8		

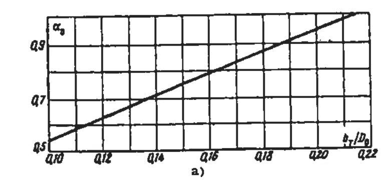
Chapitre IX
Diagramme 9.12

:tion

Chapitre IX
Diagramme 9.14

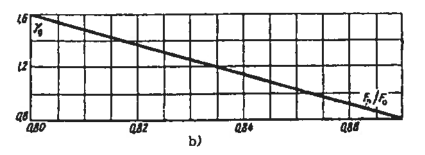


$\frac{b_T}{D_0}$	0,10	0,12	0,14	0,16	0,18	0,20	0,22	0,24	0,25
α_0	0,55	0,63	0,71	0,79	0,87	0,95	1,03	1,11	1,15



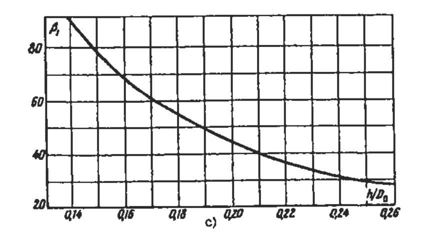
a)

$\frac{F_p}{F_0}$	0,80	0,81	0,82	0,83	0,84	0,85	0,86	0,87
γ_0	1,60	1,48	1,36	1,23	1,14	1,02	0,92	0,80



b)

$\frac{h}{D_0}$	0,125	0,14	0,16	0,18	0,20	0,22	0,24	0,25
β_1	111	88,4	67,5	53,5	43,3	35,8	30,0	2,77

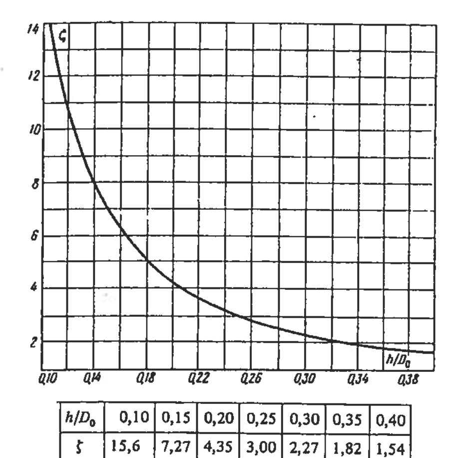


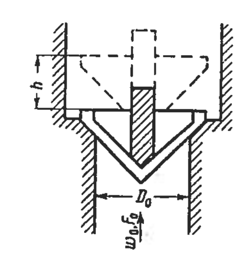
c)



Soupape en cône avec surface d'appui conique

Chapitre IX
Diagramme 9.15





h/D_0	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40
ζ	15,6	7,27	4,35	3,00	2,27	1,82	1,54

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 0{,}6 + \frac{0{,}15}{\left(\frac{h}{D_0}\right)^2}$$

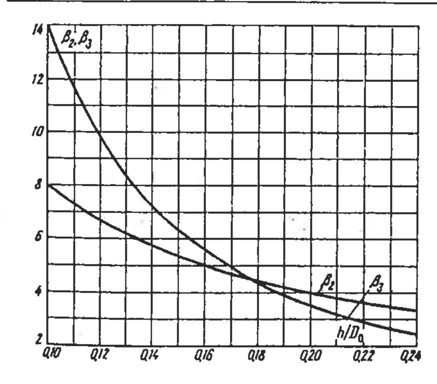
ζ est déterminé d'après la courbe $\zeta = f\left(\frac{h}{D_0}\right)$.

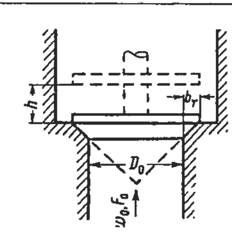
La formule est vérifiée dans les intervalles

$0{,}125 < h/D_0 < 0{,}4$.

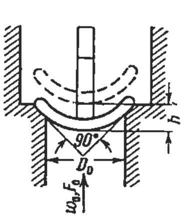
Soupape en cône avec surface d'appui inférieure plane et soupape à clapet sphérique avec surface d'appui sphérique

Chapitre IX
Diagramme 9.16





1. Soupape en cône



2. Soupape sphérique

$\frac{h}{D_0}$	0,10	0,12	0,14	0,16	0,18	0,20	0,22	0,24	0,25
β_2	8,00	6,66	5,71	5,00	4,44	4,00	3,63	3,33	3,20
β_3	14,0	9,73	7,15	5,46	4,32	3,50	2,90	2,43	2,24

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 2{,}7 - \beta_2 + \beta_3 ,$$

où : $\beta_2 = \frac{0{,}8}{\frac{h}{D_0}}$ est déterminé d'après la courbe

$\beta_2 = f_1\left(\frac{h}{D_0}\right)$;

$\beta_3 = \frac{0{,}14}{\left(\frac{h}{D_0}\right)^2}$ est déterminé d'après la courbe

$\beta_3 = f_2\left(\frac{h}{D_0}\right)$

La formule est vérifiée dans les intervalles :

$0{,}1 < h/D_0 < 0{,}25$; $b_T/D_0 = 0{,}1$

Chapitre IX
...amme 9.12

...libre)

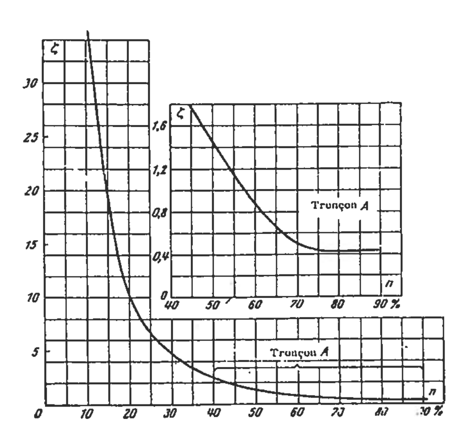
Chapitre IX
Diagramme 9.17

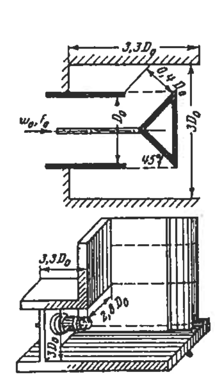
$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta = f(n\ \%)$,
où n est le degré d'ouverture de l'obturateur.

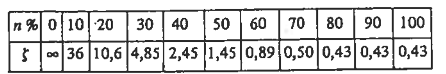
n %	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
ζ	∞	29,8	9,25	4,06	2,22	1,34	0,93	0,69	0,67	0,67	0,67

Robinet à jet creux (dans une chambre)

Chapitre IX
Diagramme 9.18







n %	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
ζ	∞	36	10,6	4,85	2,45	1,45	0,89	0,50	0,43	0,43	0,43

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta = f(n\ \%)$,
où n est le degré d'ouverture de l'obturateur.

Joint labyrinthe avec jeu allongé

Chapitre IX
Diagramme 9.19

$$D_H = \frac{4F_0}{\Pi_0}\ ;\ \Pi_0\ :\ \text{périmètre.}$$

1) $h_K/\delta_0 > \delta_g/\delta_0$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1 + \zeta' + z\,(a_1 + \zeta' b_1 + \zeta_f)\,.$$

2) $h_K/\delta_0 < \delta_g/\delta_0$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1 + \zeta' + z\,(a_2 + \zeta' b_2 + \zeta_f)\,,$$

où :

$$a_1 = f_1\left(\frac{S}{\delta_0}\right) \quad \text{et} \quad b_1 = f_2\left(\frac{S}{\delta_0}\right)$$

sont représentés sur le graphique *a)* ;

$$a_2 = \left(1 - \frac{F_0}{F_K}\right)^2 \quad \text{et} \quad b_2 = 1 - \frac{F_0}{F_K}$$

sont représentés sur le graphique *b)* ;

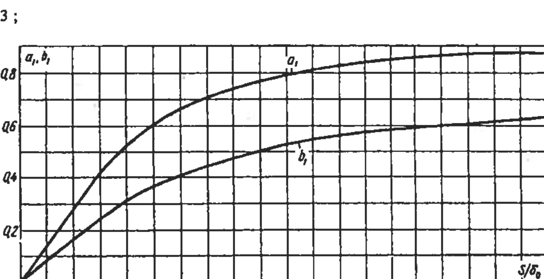
ζ' est égal à $\zeta = f\left(\frac{r}{D_0}\right)$ sur le diagramme 3.3 ;
pour $r/\delta_0 = 0$, $\zeta' = 0{,}5$;

$\zeta_f = \lambda \frac{l}{D_H}$;

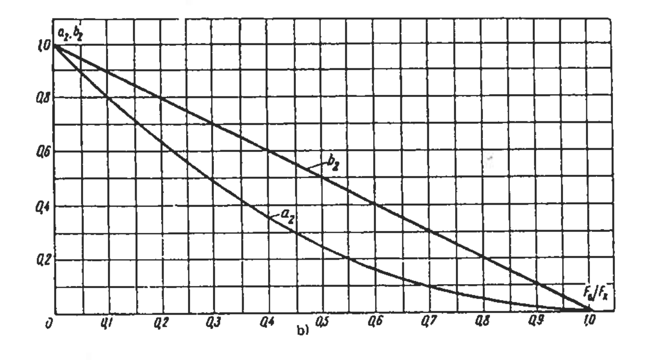
λ est déterminé d'après les diagrammes 2.2 à 2.5 ;
z nombre de chambres du labyrinthe ;
D_H diamètre hydraulique du jeu ;
F_0 aire de la section du jeu ;
F_K aire de la section transversale de la chambre.

S/δ_0	a_1	b_1
0	0	0
5	0,15	0,08
10	0,28	0,16
20	0,53	0,31
30	0,65	0,40
40	0,73	0,47
50	0,78	0,52
60	0,82	0,55
70	0,84	0,58
80	0,87	0,59
90	0,87	0,61
100	0,87	0,63

F_0/F_K	a_2	b_2
0	1,0	1,0
0,1	0,81	0,90
0,2	0,64	0,80
0,3	0,49	0,70
0,4	0,36	0,60
0,5	0,25	0,50
0,6	0,16	0,40
0,7	0,09	0,30
0,8	0,04	0,20
0,9	0,01	0,10
1,0	0	0



a)

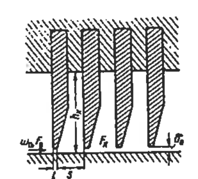


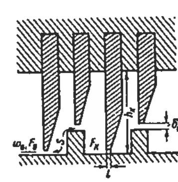
b)

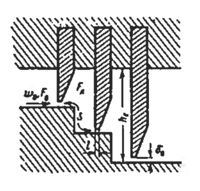
Joint labyrinthe en forme de peigne

Chapitre IX

Diagramme 9.20







1) $h_K/\delta_0 > \delta_s/\delta_0$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = z\,c_1 + d_1 .$$

2) $h_K/\delta_0 < \delta_s/\delta_0$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = z\,c_2 + d_2 .$$

où : $c_1 = f_1\left(\frac{S}{\delta_0}\right)$ et $d_1 = f_2\left(\frac{S}{\delta_0}\right)$

sont représentés sur le graphique *a*) :

$$c_2 = \left(1 + \frac{0{,}707}{\sqrt{1 - \frac{F_0}{F_K}}}\right)^2 \left(1 - \frac{F_0}{F_K}\right)^2$$

$$d_2 = \left(1 + 0{,}707\sqrt{1 - \frac{F_0}{F_K}}\right)^2 ;$$

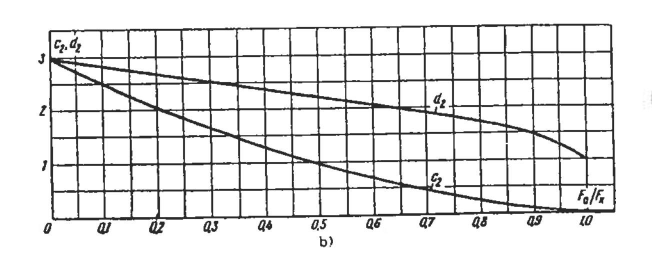
c_2 et d_2 sont représentés sur le graphique *b*) ;

z : nombre de chambres du labyrinthe.

S/δ_0	c_1	d_1
0	0	1,00
5	0,32	1,31
10	0,63	1,62
20	1,24	1,96
30	1,60	2,10
40	1,78	2,19
50	1,92	2,26
60	2,02	2,32
70	2,10	2,36
80	2,16	2,40
90	2,20	2,42
100	2,26	2,46

a)

F_0/F_K	c_2	d_2
0	2,92	2,92
0,1	2,50	2,81
0,2	2,05	2,68
0,3	1,67	2,54
0,4	1,32	2,39
0,5	1,00	2,25
0,6	0,72	2,09
0,7	0,47	1,92
0,8	0,27	1,73
0,9	0,11	1,50
1,0	0	1,0



b)

Compensateurs

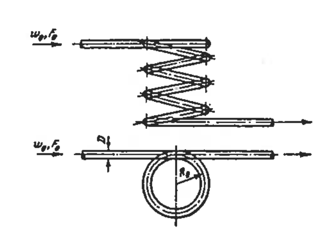
Chapitre IX

Diagramme 9.21

<table>
<tr><th>Désignation du compensateur</th><th>Schéma</th><th>Coefficient de perte de charge : $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$</th></tr>
<tr><td>Presse-étoupe</td><td></td><td>$\zeta = 0{,}2$</td></tr>
<tr><td>Ondulé</td><td></td><td><table><tr><td>D_0, mm</td><td>50</td><td>100</td><td>200</td><td>300</td><td>400</td><td>500</td></tr><tr><td>ζ</td><td>1,7</td><td>1,6</td><td>1,6</td><td>1,8</td><td>2,1</td><td>2,3</td></tr></table></td></tr>
<tr><td>En forme de lyre, lisse
$R_0/d = 6$; $r/d \simeq 5$</td><td></td><td><table><tr><td>D_0, mm</td><td>50</td><td>100</td><td>200</td><td>300</td><td>400</td><td>500</td></tr><tr><td>ζ</td><td>1,7</td><td>1,8</td><td>2,0</td><td>2,2</td><td>2,4</td><td>2,6</td></tr></table></td></tr>
<tr><td>En forme de lyre, plissé
$R_0/d \simeq 6$; $r/d \simeq 6$</td><td></td><td><table><tr><td>D_0, mm</td><td>80</td><td>100</td><td>200</td><td>300</td><td>400</td><td>500</td></tr><tr><td>ζ</td><td>2,0</td><td>2,2</td><td>2,5</td><td>2,8</td><td>3,1</td><td>3,5</td></tr></table></td></tr>
<tr><td>En forme de lyre, avec des cannelures
$R_0/d \simeq 5$; $r/d \simeq 3$</td><td></td><td><table><tr><td>D_0, mm</td><td>50</td><td>100</td><td>200</td><td>300</td><td>400</td><td>500</td></tr><tr><td>ζ</td><td>3,0</td><td>3,3</td><td>3,7</td><td>4,2</td><td>4,6</td><td>5,0</td></tr></table></td></tr>
<tr><td>En forme de Π.</td><td></td><td><table><tr><td>D_0, mm</td><td>50</td><td>100</td><td>200</td><td>300</td><td>400</td><td>500</td></tr><tr><td>ζ</td><td>2,0</td><td>2,1</td><td>2,3</td><td>2,5</td><td>2,7</td><td>2,9</td></tr></table></td></tr>
</table>

Serpentins	Chapitre IX Diagramme 9.22

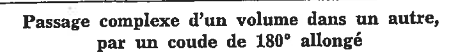
$\zeta = \dfrac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après le diagramme 6.5.



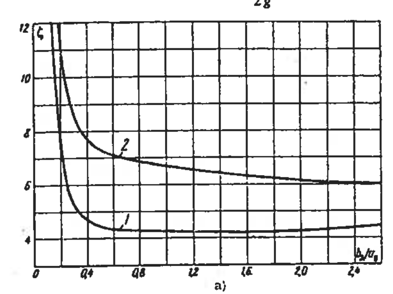
Passage complexe d'un volume dans un autre, par un coude de 90°	Chapitre IX Diagramme 9.23

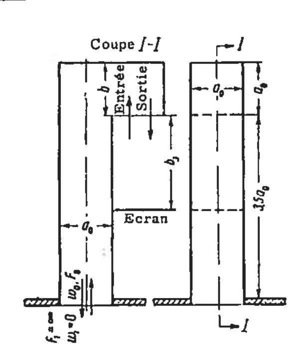
Caractéristiques du coude	Schéma	Coefficient de perte de charge : $\zeta = \dfrac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}}$
A tronçon d'entrée (ou de sortie) coupé court, sans aubes directrices	Coupe I-I; Entrée; Sortie; a_0; w_0, f_0; $F_1 = \infty$; $w_1 = 0$	$\zeta_{ent} \simeq 4{,}8$ $\zeta_{sort} \simeq 3{,}7$
Le même, avec aubes directrices		$\zeta_{ent} \simeq 2{,}8$ $\zeta_{sort} \simeq 2{,}3$
A tronçon d'entrée (ou de sortie) allongé, $l_0 = a_0$, sans aubes	Coupe I-I; Entrée; Sortie; a_0; w_0, f_0; $F_1 = \infty$; $w_1 = 0$	$\zeta_{ent} \simeq 4{,}3$ $\zeta_{sort} \simeq 3{,}7$
Le même avec aubes		$\zeta_{ent} \simeq 2{,}3$ $\zeta_{sort} \simeq 1{,}7$

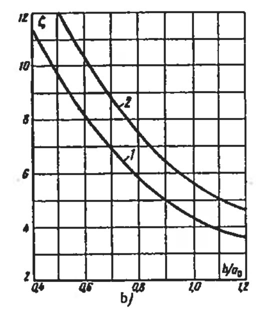
Passage complexe d'un volume dans un autre, par un coude de 180° allongé	Chapitre IX Diagramme 9.24



$\zeta = \dfrac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta = f\left(\dfrac{b}{a_0}\right)$







1) *Avec écran* : $b/a_0 = 1$.

$\frac{b_{écran}}{a_0}$	ζ 1 entrée	ζ 2 sortie
0,2	7,3	13
0,4	4,6	7,6
0,8	4,3	6,8
1,2	4,3	6,6
1,6	4,3	6,3
2,0	4,3	6,1
2,4	4,4	6,0
2,6	4,4	5,9

2) *Sans écran.*

$\frac{b}{a_0}$	ζ 1 entrée	ζ 2 sortie
0,5	9,5	12,0
0,6	8,0	10,1
0,8	5,8	7,4
1,0	4,4	5,7
1,2	3,6	4,6
1,4	3,2	4,1

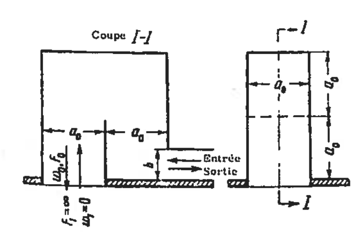
Diagramme 9.25 *(voir page suivante)*
(suite)

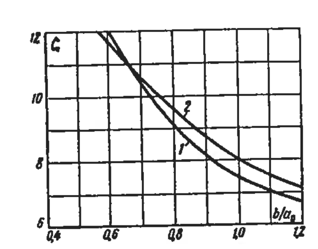
3) Cloche avec tronçon rectiligne à l'entrée (ou à la sortie).

ζ est donné en fonction de b/a_0 pour les cas :

1) entrée,

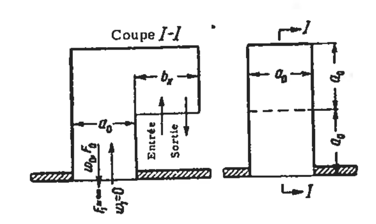
2) sortie.

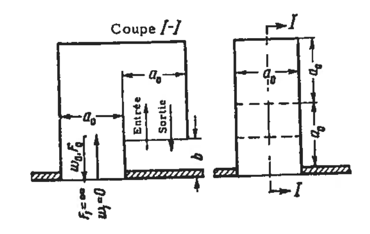




$\frac{b}{a_0}$	ζ 1 entrée	ζ 2 sortie
0,5	13,5	13,0
0,6	12,0	11,7
0,8	9,0	9,5
1,0	7,4	8,0
1,2	6,6	7,1
1,4	5,9	6,3

Passage complexe d'un volume dans un autre, par divers labyrinthes	Chapitre IX
	Diagramme 9.25





$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta = f\left(\frac{b}{a_0}\right)$

1) Coude de 180° court.

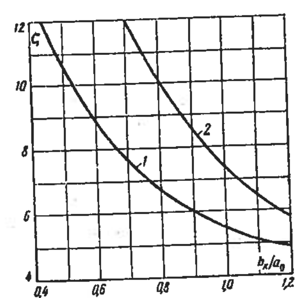
ζ est donné en fonction de b_K/a_0 pour les cas :

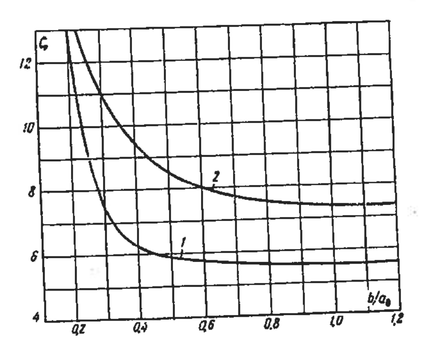
1) entrée,
2) sortie.

2) Cloche avec entrée (ou sortie) à trois côtés

ζ est donné en fonction de b/a_0 pour les cas :

1) entrée,
2) sortie.





$\frac{b_K}{a_0}$	ζ 1 entrée	ζ 2 sortie
0,5	11,0	17,2
0,6	9,0	14,5
0,8	6,7	10,2
1,0	5,5	7,4
1,2	4,9	5,8
1,4	4,5	5,1

$\frac{b}{a_0}$	ζ 1 entrée	ζ 2 sortie
0,18	13,3	14,2
0,2	12,4	13,9
0,4	6,2	9,4
0,6	5,7	8,0
0,8	5,6	7,5
1,0	5,5	7,0

(suite p. 353)

CHAPITRE X

ÉCOULEMENT AUTOUR DES OBSTACLES EN CONDUITE OU EN CANAL

(Coefficients de perte de charge des tronçons avec saillies, entretoises, etc...)

10.1. NOTATIONS PRINCIPALES

F_0 – Aire de la section du tronçon de conduite (ou de canal), avant l'obstacle, m^2 ;

S_M – Maître-couple de l'obstacle (aire de sa projection sur la section transversale de la conduite), m^2 ;

Π_0 – Périmètre de la section d'une conduite ou d'une galerie de mine, m ;

D_0 – Diamètre ou côté de la section de conduite ou de canal, m ;

$D_H = 4F_0/M_0$ – Diamètre hydraulique de la section de conduite ou de canal, m ;

d_M – Dimension principale du maître-couple, m ;

l – Longueur totale du tronçon de conduite considéré, m ;

l_1, l_2 – Longueur de l'obstacle dans la direction perpendiculaire à l'écoulement, et distance entre deux obstacles voisins, disposés sur une même rangée longitudinale, m ;

$\bar{l} = l_2/d_M$ – Calibre longitudinal (distance relative entre deux obstacles voisins disposés sur la même rangée longitudinale), m ;

t_1 – Longueur de l'obstacle dans le sens de l'écoulement (corde du profil), m ;

$\bar{t} = t_1/d_M$ – Allongement de l'obstacle ;

w_0 – Vitesse moyenne de l'écoulement dans la conduite (ou le canal) avant l'obstacle, m/s ;

ΔH – Pertes de pression, kgp/m^2 ;

ζ – Coefficient de perte de charge locale de l'obstacle situé dans la conduite (ou le canal) ;

C_x – Coefficient de résistance de l'obstacle ;

α_m – Coefficient de perte de charge aérodynamique d'une galerie de mine, $kg.s^2/m^4$;

Re – Nombre de Reynolds pour la conduite ou le canal ;

Re′ – Nombre de Reynolds pour l'obstacle.

10.2. EXPLICATIONS ET RECOMMANDATIONS PRATIQUES

1. La perte de charge dans les tronçons de conduite ou de canal où se trouve un corps contourné par l'écoulement se compose de la perte de charge du tronçon proprement dit (pour un tronçon rectiligne, c'est la perte par frottement), et de la perte de charge due à la présence de ce corps :

$$\zeta_{total} = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_{tr} + \zeta \qquad (10.1)$$

avec : ζ_{tr} : coefficient de perte de charge du tronçon proprement dit ; pour un tronçon rectiligne : $\zeta_{tr} = \zeta_f$;

ζ : coefficient de perte singulière due au corps placé dans la conduite ou le canal.

2. Le coefficient de perte de charge singulière d'un corps isolé dans une conduite, faisant obstacle à l'écoulement, s'exprime à l'aide du coefficient de résistance de ce corps, d'après la formule suivante, obtenue par l'auteur [10.5] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = C_x \frac{\frac{S_M}{F_0} k^3 \left(1 - \frac{2y}{D_0}\right)^{3/m}}{\left(1 - \tau \frac{S_M}{F_0}\right)} = \frac{k_1 C_x \frac{S_M}{F_0} \left(1 - \frac{2y}{D_0}\right)^{3/m}}{\left(1 - \tau \frac{S_M}{F_0}\right)^3} \quad (10.2)$$

où

$$C_x = \frac{P_L}{\frac{\gamma w_0^2}{2g} S_M} \quad (10.3)$$

est le coefficient de résistance du corps ; il dépend de la forme du corps, de son nombre de Reynolds $\mathbf{Re}' = w_0 d_M/\nu$ et d'autres paramètres ; il est déterminé d'après les données des diagrammes 10.1 à 10.13 ;

P_L : résistance exercée sur l'obstacle, *kgp* ;

S_M : maître-couple du corps, m^2 ;

d_M : diamètre ou plus grande largeur du maître-couple, *m* ;

y : distance du centre de gravité du corps à l'axe du canal, *m* ;

$k = w_{max}/w_0$: rapport entre la vitesse maximale de l'écoulement dans la conduite vide et la vitesse moyenne dans la section ; il dépend du coefficient *m* (cf. l'ouvrage de l'auteur [10.1]), et il est donné dans le tableau 10.1 ;

m : nombre dépendant du nombre de Reynolds : $\mathrm{Re} = w_0 D_0/\nu$ de la conduite quand le profil des vitesses est établi ; il est donné dans le tableau 10.1 ;

τ : coefficient de correction tenant compte de l'influence de la forme et de la répartition réciproque des différents obstacles ; pour des corps à courbure progressive, $\tau = 1$.

TABLEAU 10.1

Re	4.10^3		$2,5.10^4$	2.10^5	6.10^5	3.10^6
m	5	6	7	8	9	10
k	1,32	1,26	1,23	1,20	1,17	1,15

Pour $\mathbf{Re} > 6 \cdot 10^5$, on peut prendre pratiquement $m = 9$. Alors $k = 1{,}17$ et $k_1 = k^3 = 1{,}6$. Cette valeur de k_1 est exacte pour les obstacles dont le rapport du maître-couple à la section du conduit S_M/F_0 est très faible. Lorsque S_M/F_0 est plus grand, la valeur k_1 diminue, se rapprochant de l'unité. Sur les diagrammes de ce chapitre, les valeurs de k_1 sont prises approximativement, en tenant compte des cas particuliers.

3. La résistance d'un obstacle allongé dépend de deux facteurs : la résistance de forme, et la résistance par frottement. Cette dernière provient du décollement de la surface de l'obstacle, et de la formation de tourbillons qui en résulte. La corrélation entre la résistance de frottement et celle de forme, ainsi que leurs valeurs, dépendent de la forme de l'obstacle, de sa disposition par rapport à l'écoulement (angle d'attaque), de sa rugosité superficielle et du nombre de Reynolds. Pour des obstacles non profilés, la résistance de frottement est toujours faible par rapport à la résistance totale. Pour des obstacles bien profilés, la résistance de frottement est comparable à la résistance hydraulique.

4. La relation entre le nombre de Reynolds et le coefficient de résistance des obstacles comme la sphère, le cylindre, etc. est très complexe (fig. 10.1). La valeur de C_x est maximale aux faibles nombres de Reynolds $\mathbf{Re}'$. A mesure que $\mathbf{Re}'$ augmente, le coefficient de résistance diminue, atteignant un premier minimum pour une valeur fixe de $\mathbf{Re}'$ (de l'ordre de 2 à $5 \cdot 10^3$). Si $\mathbf{Re}'$ continue à augmenter, on observe un accroissement de C_x jusqu'à une certaine valeur constante, qui se maintient à peu près jusqu'à $\mathbf{Re}' = 1$ à $2 \cdot 10^5$. Après avoir atteint cette valeur (nombre de Reynolds critique), le coefficient C_x tombe brusquement à un deuxième minimum, qui correspond aproximativement à $\mathbf{Re}' = 5 \cdot 10^5$. Après ce minimum, commence un léger accroissement de

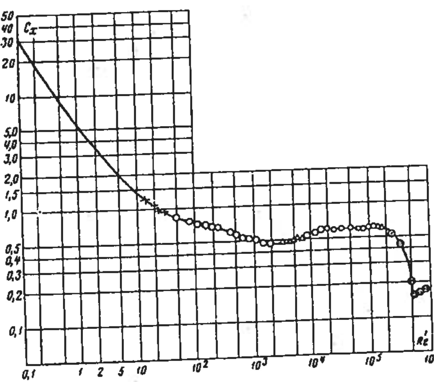


FIG. 10.1. — Variations du coefficient de résistance d'une sphère en fonction du nombre de Reynolds

C_x. Mais, à partir de $\mathbf{Re}' = 10^6$ environ, le coefficient de résistance prend une valeur à peu près constante.

5. Pour des nombres de Reynolds $\mathbf{Re}'$ très petits, le régime de l'écoulement autour des obstacles indiqués se caractérise par l'absence de turbulence (fig. 10.2, *a*). Dans ce cas, il y a seulement un écoulement laminaire, et la résistance du corps est déterminée exclusivement par les forces de viscosité. En même temps que le nombre $\mathbf{Re}'$ augmente, les forces d'inertie commencent à se manifester, conduisant au décollement de la veine de la surface du corps (fig. 10.2, *b*).

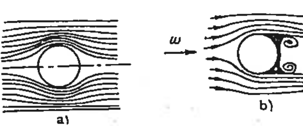


FIG. 10.2. — Schéma de l'écoulement autour d'une sphère :
a) écoulement visqueux (sans décollement de la veine)
b) écoulement s'accompagnant du décollement de la veine.

Le décollement d'un écoulement rencontrant des corps comme la sphère, le cylindre, etc. s'effectue suivant les mêmes principes que dans le cas du mouvement dans un diffuseur, c'est-à-dire par un accroissement de la pression, avec diminution de la vitesse (cf. § 5.2). Ainsi, aux valeurs moyennes de $\mathbf{Re}'$, quand la couche limite est encore laminaire et se caractérise par une répartition linéaire des vitesses donnant une épaisseur plus grande, le courant commence à décoller de la surface de la sphère ou du cylindre, aux environs de sa plus grande section (fig. 10.3, *a*).

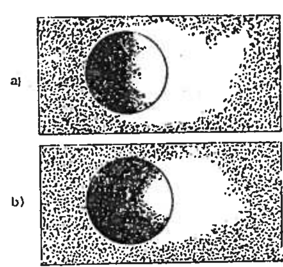


FIG. 10.3. — Spectre de l'écoulement autour d'une sphère :
a) couche limite laminaire (décollement laminaire)
b) couche limite turbulente (décollement turbulent).

Quand le nombre de Reynolds $\mathbf{Re}'$ augmente, l'écoulement dans la couche limite passe du laminaire au turbulent; l'épaisseur de la couche limite diminue, mais le profil des vitesses dans le courant qui se détache reste entier, et, par suite, celui-ci tend à se recoller à la surface de la sphère (ou du cylindre). Avec l'accroissement de $\mathbf{Re}'$ les forces d'inertie continuent à croître, et après ce recollement, le courant décolle de nouveau, mais c'est un décollement turbulent, qui se produit en aval de la plus grande section de la sphère (ou du cylindre). Pour cette raison, la zone turbulente en aval de la sphère est bien plus limitée que dans le cas de l'écoulement laminaire (fig. 10.3, *b*).

6. Le passage de l'écoulement laminaire à l'écoulement turbulent dans la couche limite correspond à la valeur critique de $\mathbf{Re}'$, définie précédemment. Le moment où la largeur minimale de la zone de décollement est atteinte correspond au deuxième minimum de C_x, qui se produit pour $\mathbf{Re}' = 5 \cdot 10^5$. Le faible accroissement ultérieur de C_x s'explique probablement par l'influence de l'état superficiel de la sphère, qui commence à se faire sentir par suite de l'importante diminution de l'épaisseur de la couche limite aux valeurs élevées du nombre de Reynolds.

7. La turbulence artificielle du courant qui frappe un corps fuselé agit d'une façon analogue à la turbulence naturelle; ainsi la zone critique se déplace du côté des faibles valeurs de $\mathbf{Re}'$.

Pour des corps non fuselés, la valeur C_x ne diminue pas (ou diminue peu) quand le nombre $\mathbf{Re}'$ et le degré de turbulence varient. Cela est observé à partir du moment où les forces d'inertie sont prépondérantes sur les forces de viscosité, puisque pour des corps non fuselés, le point de décollement correspond à des angles aigus.

8. Le coefficient de résistance du cylindre et d'autres corps allongés dépend de l'allongement $\bar{l} = l_1/d_M$, ainsi le coefficient de résistance C_x augmente en même temps que l'allongement $\bar{l}$.

9. Dans le cas où il y a dans une section de conduite plusieurs obstacles (assemblage de corps, en général de formes et de dimensions variées), le coefficient total de perte de charge singulière de ces obstacles est calculé d'après la formule suivante :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_1 \sum_{i=1}^{n} C_{xi} \frac{\frac{S_{Mi}}{F_0}\left(1 - \frac{2y}{D_0}\right)^{3/m}}{\left(1 - \sum_{i=1}^{n} \tau \frac{S_{Mi}}{F_0}\right)^3} \quad (10.4)$$

où : i : numéro d'ordre d'un élément de l'assemblage donné ;

n : nombre total d'éléments dans l'assemblage.

10. La résistance de deux corps séparés (sphères, cylindres, plaques) placés l'un derrière l'autre dans le sens de l'écoulement est différente de la simple somme des résistances de ces deux corps, pris isolément l'un de l'autre; ainsi, la grandeur du coefficient de résistance de chacun de ces deux corps (ou leur coefficient total de résistance) dépend de leur distance relative :

$$\bar{l} = \frac{l_2}{d_M}.$$

11. Dans le cas de deux cylindres placés l'un contre l'autre dans le sens de l'écoulement, le cylindre postérieur est immergé complètement dans une zone turbulente créée par le cylindre antérieur (fig. 10.4), et par conséquent il ne peut pas y avoir de résistance frontale. Ainsi la raréfaction produite après le premier cylindre est plus grande que celle après le deuxième cylindre. Il en résulte que la différence de pression provoque l'apparition d'une force dirigée dans le sens contraire à l'écoulement, et par suite le C_x du deuxième cylindre est négatif, et le coefficient de résistance des deux cylindres est abaissé. Si la distance relative entre les cylindres augmente, l'interaction des deux cylindres s'atténue. Mais tant que le deuxième cylindre reste dans l'« ombre » aérodynamique du premier, son coefficient de résistance continue à rester inférieur à celui d'un cylindre isolé, tout en se rapprochant lentement de cette valeur.

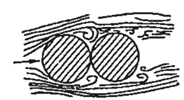


Fig. 10.4. — Ecoulement autour de deux cylindres, placés l'un contre l'autre

On obtient une valeur plus faible de C_x non seulement avec des cylindres, mais aussi avec n'importe quel corps se trouvant dans l'« ombre » aérodynamique d'un autre.

12. La valeur moyenne du coefficient de résistance $C_{x_{moy}}$ d'un corps faisant partie d'une rangée longitudinale de plusieurs corps, est inférieure à la valeur arithmétique moyenne de ce coefficient $C_{x_{moy}}$ pour deux corps, puisque le coefficient de résistance de chacun des corps est beaucoup plus petit que celui du corps placé immédiatement devant.

13. Dans le cas d'un assemblage d'obstacles dans une conduite, ceux-ci étant disposés en rangées longitudinales, le coefficient de perte de charge locale λ de cet assemblage pour un tronçon ayant une longueur égale au diamètre hydraulique de la section de conduite, est calculé d'après la formule suivante, établie par l'auteur [10.5] :

$$\lambda = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g} \cdot \frac{L}{D_H}} = k_1 \sum_{i=1}^{n} C_{x1i} \frac{1}{\left(\frac{d_M}{d_H}\right)_i \bar{l}_i} \cdot \frac{\frac{S_{Mi}}{F_0}\left(1 - \frac{2y}{D_0}\right)^{3/m}}{\left(1 - \sum_{i=1}^{n} \tau_i \frac{S_{Mi}}{F_0}\right)^3} \quad (10.5)$$

avec : i : numéro d'ordre d'un corps de l'assemblage considéré ou numéro d'ordre de la rangée longitudinale ;

n : nombre total de rangées longitudinales ;

C_{x1i} : coefficient de résistance d'un corps isolé d'ordre i d'une rangée longitudinale, déterminé en fonction de la forme du profil de l'obstacle, du nombre de Reynolds Re, et d'autres paramètres, d'après les données des diagrammes 10.1 à 10.13.

14. Le coefficient de résistance hydraulique (perte de charge) de tout l'ensemble d'obstacles sur toute la longueur L du tronçon de conduite, est égal à :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \lambda \frac{L}{D_H}. \quad (10.6)$$

Le coefficient de perte de charge par frottement d'un tronçon rectiligne de conduite est égal à :

$$\zeta_{tr} = \zeta_f = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \lambda_f \frac{L}{D_H} \quad (10.7)$$

D'où :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = (\lambda + \lambda_f) \frac{L}{D_H} \quad (10.8)$$

avec : λ_f : coefficient de perte de charge par frottement de l'unité de longueur de la conduite, déterminé comme λ sur les diagrammes 2.1 à 2.5.

15. Un facteur important relié au coefficient de résistance d'un obstacle est la forme de son profil. Plus la forme est aérodynamique, moins il y a décollement et formation de tourbillons, et par conséquent plus faible est la résistance. En conséquence, partout où cela est possible, il faut prendre un corps aérodynamique. Un obstacle profilé se caractérise par la progression de la courbure avant, et par l'allongement de la partie arrière en forme de lame (fig. 10.5).

Tableau 10.2

	$\frac{x}{t_1}$	0	0,05	0,10	0,20	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	1,0
Profil N° 1	$\frac{2y}{d_M}$	0	0,528	0,720	0,917	0,987	1,00	0,960	0,860	0,738	0,568	0,340	0,195	0
Profil N° 2	$\frac{2y}{d_M}$	$r^0 = 0,08$*	0,490	0,750	0,960	1,00	0,980	0,930	0,840	0,720	0,560	0,370	–	$r^0 = 0,10$*
Profil N° 3	$\frac{2y}{d_M}$	0	0,530	0,720	0,940	1,00	0,995	0,940	0,860	0,910	0,520	0,300	–	0

* r^0 : représente le rayon de courbure de l'avant et de l'arrière du profil.

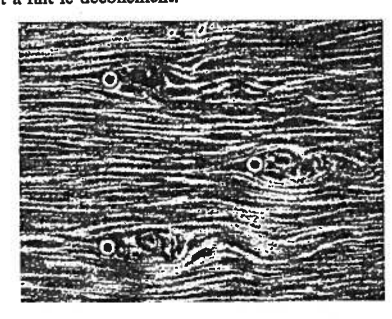


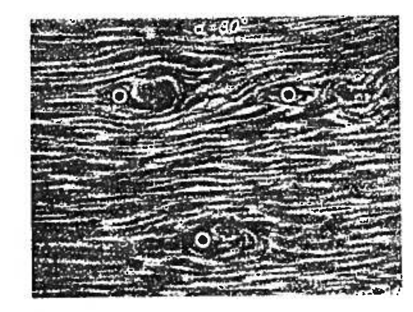
Fig. 10.5. — Profil d'un obstacle aérodynamique

Une configuration bien étudiée de la partie arrière permet de reculer de façon appréciable le début du décollement vers le bord arrière, ou même d'éviter tout à fait le décollement.

16. Pour établir certains profils d'obstacles de forme aérodynamique, on donne dans le tableau 10.2 les valeurs de leurs coordonnées adimensionnelles (fig. 10.5).

17. On rapproche aussi des corps de forme aérodynamique les cylindres elliptiques, ainsi que les cylindres circulaires fuselés en arrière. Pour ces obstacles, le coefficient de résistance est plus élevé que





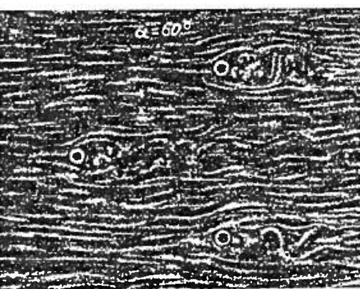


Fig. 10.6. — Spectre de l'écoulement autour de supports de charpente

10.
cyl
359

l'après les données du
leur grande simplicité
nt utilisés dans la pra-

tance d'un système de
ux sous forme de char-
la section transversale,
ux sont reliés entre eux,
de la direction de l'écoulement, ainsi que du nombre de Reynolds. L'influence de la direction de l'écoulement est plus complexe pour ce système que pour un obstacle isolé, puisqu'ici l'orientation des éléments disposés en arrière varie relativement à l'ombre aérodynamique des éléments disposés en avant (fig. 10.6).

19. Le coefficient de perte de charge locale d'une charpente placée dans une conduite est déterminé approximativement d'après la formule :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq 1{,}15\, C^*_{x\alpha} \frac{\frac{S_M}{F_0}}{\left(1 - \frac{S_M}{F_0}\right)^3} \qquad (10.9)$$

où dans le cas donné :

$S_M/F_0 = \varphi' S/F_0$: degré de remplissage de la section transversale par les éléments de la charpente ;

$\varphi' = S_M/S$: coefficient de remplissage de la charpente proprement dit ;

$C^*_{x\alpha}$: coefficient de résistance de la charpente pour un nombre de Reynolds $Re' = w_0 d_M/\nu$ donné, et un angle α donné de direction de l'écoulement ; il est déterminé d'après la formule (cf. ouvrages de Khanzonkov [10.6]) :

$$C^*_{x\alpha} = C_{x\alpha} \frac{C^*_{x0}}{C_{x0}}, \qquad (10.10)$$

C_{x0} : coefficient de résistance de la charpente pour $\alpha = 0$ et $Re' = Re'_1$;

C^*_{x0} : coefficient de résistance de la charpente pour $\alpha = 0$ et un nombre de Reynolds Re' inconnu ;

$C_{x\alpha}$: coefficient de résistance de la charpente pour α inconnu et Re'_1 tel que l'on a la relation $C_{x\alpha} = f(\alpha)$.

20. Dans les calculs de galeries de mine, il est admis d'utiliser le coefficient dimensionnel de résistance aérodynamique, qui s'exprime à l'aide du coefficient de perte de charge locale λ :

$$\alpha_m = \frac{\gamma}{2g} \cdot \frac{\lambda}{4} [kg.s^2/m^4] \qquad (10.11)$$

La perte de charge du tronçon de galerie s'exprime à l'aide du coefficient α d'après la formule

$$H = \alpha_m w_0^2 \frac{4L}{D_H} = \alpha_m \left(\frac{Q}{F_0}\right)^2 \frac{\Pi_0}{F_0} L \ [kgp/m^2] \qquad (10.12)$$

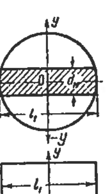
10.3. LISTE DES DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE DU CHAPITRE X

Désignation du diagramme	Source	Numéro du diagramme	Remarques
Cylindre lisse, isolé dans un tube. Ecoulement parallèle plan	[10.12]	10.1	C_x : d'après les données expérimentales des auteurs ; formule calculée d'après les recommandations de l'auteur.
Barreaux de formes diverses, isolés dans un tube. Ecoulement parallèle plan	Kuznecov [10.3] Frachsbart [10.13] Cesalov [10.8] Jur'ev et Leskinova [10.9] Hütte [10.15]	10.2	
Profils façonnés isolés dans un tube. Ecoulement parallèle plan	Skocinskij, Ksenofontova, Kharev et Idel'cik [10.12] [10.5]	10.3	Idem
Sphère isolée dans un tube. Ecoulement dans l'espace	Hütte [10.12] [10.15]	10.4	»
Cylindre elliptique lisse isolé dans un tube. Ecoulement dans l'espace	Hütte [10.12] [10.15]	10.5	»
Obstacles de formes diverses, isolés dans un tube. Ecoulement dans l'espace	Hütte [10.12] [10.15]	10.6	»
Ellipsoïde isolé dans un tube. Ecoulement dans l'espace	Hütte [10.12] [10.15]	10.7	»
Cylindres circulaires, disposés par paires dans un tube. Ecoulement parallèle plan. Re > 10^5	Kuznecov [10.4]	10.8	»
Plaques circulaires disposées l'une derrière l'autre dans un tube. Ecoulement dans l'espace	Hütte [10.12] [10.15]	10.9	»
Profils façonnés, placés sur un rang longitudinal dans un tube. Ecoulement parallèle plan	Skocinskij, Ksenofontova, Kharev et Idel'cik [10.5]	10.10	»
Tube dans lequel les entretoises de formes variées sont placées dans la section transversale et le long du canal	Skocinskij, Ksenofontova, Kharev et Idel'cik [10.5]	10.11	»
Charpente à trois longerons tubulaires placée dans une conduite. Ecoulement parallèle plan	Khanzonkov [10.6]	10.12	»
Charpente à quatre longerons tubulaires, placée dans une conduite. Ecoulement parallèle plan	Khanzonkov [10.6]	10.13	»

10.
cyl

S DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE

isse, isolé dans un tube parallèle plan	Chapitre X Diagramme 10.1



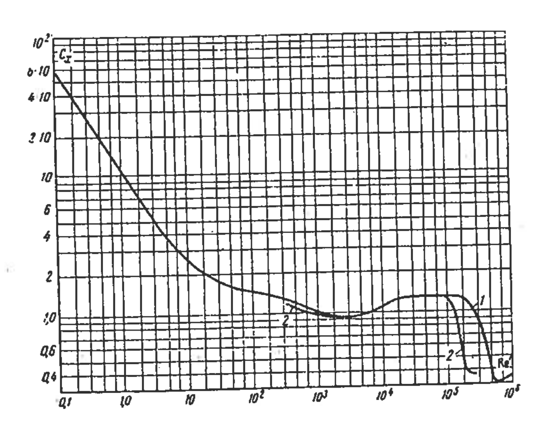
$$\left(1 - \frac{2y}{D_0}\right)^{1/3}$$

ou : c_x est exprimé sur la courbe $c_x = f(\mathrm{Re}')$;

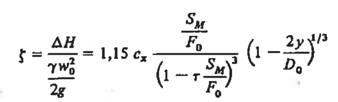
$$\mathrm{Re}' = \frac{w_0 \, d_M}{\nu}$$

ν est donné dans § 1.3, *b*.

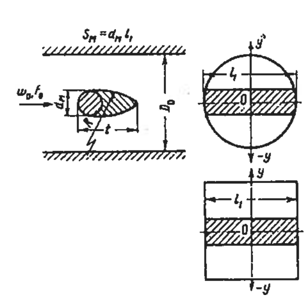
Re'	c_x	
	Turbulence faible 1	Turbulence forte 2
0,1	59,0	–
0,5	22,5	–
1,0	10,0	–
5	4,50	–
10	2,65	–
5.10	1,65	–
10^2	1,50	–
5.10^2	1,20	1,12
10^3	1,00	0,95
5.10^3	0,90	0,90
10^4	1,05	1,05
5.10^4	1,25	1,25
10^5	1,25	1,20
2.10^5	1,20	0,40
3.10^5	1,10	0,35
4.10^5	0,80	–
5.10^5	0,60	–
6.10^5	0,32	–
7.10^5	0,30	–
8.10^5	0,32	–
10^6	0,35	–



Barreaux de formes diverses, isolés dans un tube. Ecoulement parallèle plan	Chapitre X Diagramme 10.2



$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1{,}15\, c_x \frac{\frac{S_M}{F_0}}{\left(1 - \tau \frac{S_M}{F_0}\right)^3} \left(1 - \frac{2y}{D_0}\right)^{1/3}$$



où : c_x et τ sont donnés dans les tableaux ci-dessous ;
ν est donné dans § 1.3, *b*.

Désignation	Schéma	Coefficient de résistance C_x
Cylindre circulaire profilé à l'arrière pour : $\mathrm{Re}' = \frac{w_0 \, d_M}{\nu} > 10^6$		t/d_M: 2; 3; 3,5; 4,0 — R/d_M: 0; 4,0; 6,0; 8,0 — c_x: 0,20; 0,10; 0,07; 0,06 — $\tau = 1{,}0$
Barreau profilé pour : $\mathrm{Re}' = \frac{w_0 \, d_M}{\nu} > 10^6$		t/d_M: 2; 3; 4; 5; 6; 8; 20 — c_x: 0,09; 0,06; 0,06; 0,08; 0,09; 0,10; 0,19 — $\tau = 1{,}0$
Plaque à bords arrondis : $\frac{r}{d_M} = 0{,}5$		$\mathrm{Re}' = \frac{w_0 \, d_M}{\nu}$: 5.10^5; 2.10^6 — c_x: 0,78; 0.66 — $\tau = 1{,}0$
Plaque en forme de coin : $\frac{d_1}{t} = 0{,}0417$; $\frac{d_2}{t} = 0{,}025$		$\mathrm{Re}' = \frac{w_0 \, t}{\nu}$: 5.10^5; 2.10^6 — c_x: 0,53; 0,46 — $\tau = 1{,}0$
Barreau à section carrée		$\alpha°$: 0; 10; 20; 30; 40; 50 — c_x: 2,00; 1,43; 1,35; 1,50; 1,52; 1,54 — $\tau \simeq 1{,}5$

10.
cyl

dans un tube.
èle plan

Chapitre X

Diagramme 10.3

$y)^{1/3}$,
0

ır chaque

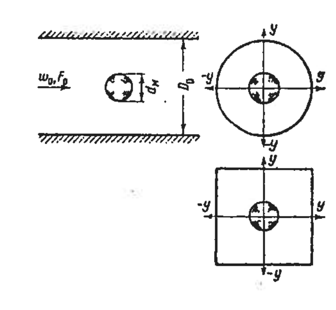
Schéma et caractéristiques du profil	C_x	τ	Source (Référence)
$\alpha = 0°$; $\frac{t}{d_M} = 1,0$	2,76	1,5	[10.12]
10°; $\frac{t}{d_M} = 0,5$	2,68	1,5	»
30°; $\frac{t}{d_M} = 1,08$	2,66	1,5	»
60°; $\frac{t}{d_M} = 0,46$	1,66	1,5	»
$\frac{t}{d_M} = 1,0$	1,76	1,5	»
$\frac{t}{d_M} = 0,63$; $\frac{b}{d_M} = 0,29$; $\frac{a}{d_M} = 0,42$	2,2	1,5	»

Schéma et caractéristiques du profil	C_x	τ	Source (Référence)
$\alpha = 0$; $\frac{t}{d_M} = 2,1-2,2$	1,20	1,5	[10.5]
80°; $\frac{t}{d_M} = 2,2$	2,08	1,5	[10.12]
$\frac{t}{d_M} = 2,2$	0,90	1,5	[10.5]
$r = d_M/2$; $\frac{t}{d_M} = 2,2$	0,15	1,5	»
$r = \frac{d_M}{2}$; $\frac{t}{d_M} = 2,2$	0,50	1,0	»
$r = \frac{d_M}{2}$; $\frac{t_1}{d_M} = 2,2$; $\frac{t}{d_M} = 4,5$	0,30	1,0	»
$\frac{t}{d_M} \cong 0$	2,40	1,0	»

Sphère isolée dans un tube. Ecoulement dans l'espace

Chapitre X

Diagramme 10.4



$$S_M = \frac{\pi d_M^2}{4}$$

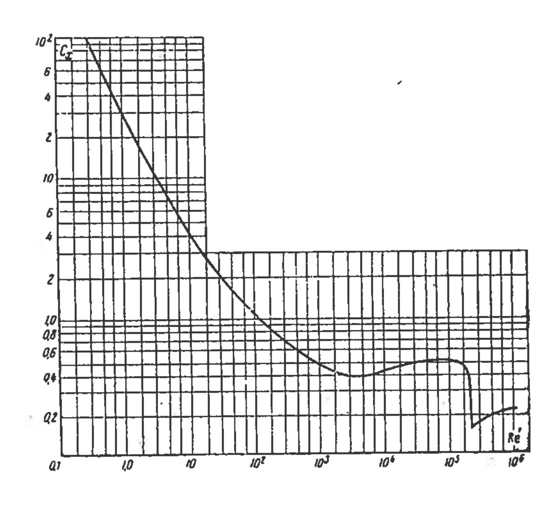
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq 1,30\, c_x \frac{\frac{S_M}{F_0}}{\left(1 - \frac{S_M}{F_0}\right)^3} \left(1 - \frac{2y}{D_0}\right)^{1/3}$$

où : c_x est exprimé sur la courbe $c_x = f(\mathrm{Re}')$;

$$\mathrm{Re}' = \frac{w_0 d_M}{\nu};$$

ν est donné dans § 1.3, *b*.

Re'	c_x
0,5	75,0
1,0	30,0
5	9,00
10	4,00
5.10	1,75
10^2	1,00
5.10^2	0,61
10^3	0,48
5.10^3	0,38
10^4	0,40
5.10^4	0,49
10^5	0,50
2.10^5	0,49
3.10^5	0,40
4.10^5	0,18
6.10^5	0,20
7.10^5	0,20
8.10^5	0,21
10^6	0,22



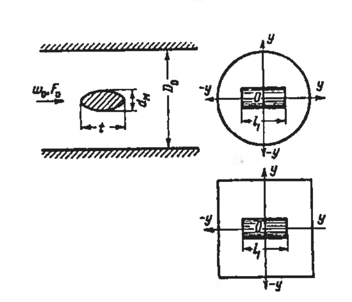
10.
cyl

359

dans un tube. :space	Chapitre X Diagramme 10.5

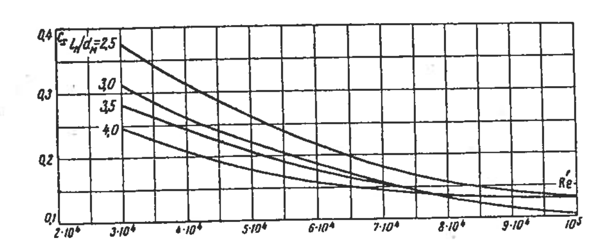
13

e') pour



Valeurs de C_x

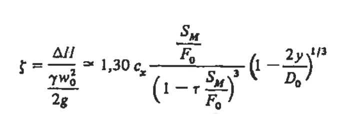
Re'	l/d_M = 2,5	l/d_M = 3,0	l/d_M = 3,5	l/d_M = 4,0
3.10^4	0,38	0,32	0,28	0,25
4.10^4	0,31	0,26	0,24	0,21
5.10^4	0,26	0,22	0,21	0,18
6.10^4	0,22	0,19	0,18	0,16
7.10^4	0,18	0,16	0,16	0,15
8.10^4	0,16	0,14	0,14	0,14
9.10^4	0,14	0,12	0,12	0,13
10^5	0,13	0,11	0,11	0,13



Corps de formes diverses, isolés dans un tube. Ecoulement dans l'espace	Chapitre X Diagramme 10.6

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq 1{,}30\, c_x \frac{\frac{S_M}{F_0}}{\left(1 - \tau \frac{S_M}{F_0}\right)^3} \left(1 - \frac{2y}{D_0}\right)^{1/3}$$

où : c_x et τ sont donnés sur le tableau ci-dessous ;
ν est donné dans § 1.3, *b*.



Désignation du corps	Schéma	Coefficient de résistance C_x
Demi-sphère convexe (sans base)	$S_M = \frac{\pi d_M^2}{4}$	$c_x = 0{,}34$; $\tau \simeq 1{,}0$
Demi-sphère concave (sans base)	$S_M = \frac{\pi d_M^2}{4}$	$c_x = 1{,}33$; $\tau \simeq 2{,}5$
Cylindre circulaire lisse, attaqué normalement aux bases	$S_M = \frac{\pi d_M^2}{4}$	l/d_M: 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 c_x: 0,91 | 0,85 | 0,85 | 0,87 | 0,90 | 0,95 | 0,99 $\tau \cong 1{,}5$
Cylindre circulaire lisse, attaqué normalement aux génératrices : $Re' = \frac{w_0 d_M}{\nu} = 8{,}8.10^4$	$S_M = d_M l_1$	d_M/l_1: 0 | 0,025 | 0,10 | 0,20 | 0,50 | 1,0 c_x: 1,20 | 0,98 | 0,82 | 0,74 | 0,68 | 0,63 $t \simeq 1{,}2$
Cône (avec base plane)	$S_M = \frac{\pi d_M}{4}$	$\alpha°$: 30 | 50 c_x: 0,35 | 0,51 $\tau \simeq 1{,}2$
Barreau à section carrée $l_1/d_M = 5$	$S_M = d_M l_1$	$\alpha°$: 0 | 10 | 20 | 30 | 40 | 50 c_x: 1,58 | 1,12 | 0,80 | 0,87 | 0,89 | 0,90 $\tau \simeq 1{,}5$
Plaque rectangulaire	$S_M = d_M l_1$	d_M/l_1: 0 | 0,05 | 0,10 | 0,20 | 0,25 | 0,35 | 0,50 | 1,0 c_x: 2,00 | 1,40 | 1,29 | 1,21 | 1,19 | 1,17 | 1,15 | 1,10 $\tau \cong 1{,}5$
Rondelle	$S_M = \frac{\pi}{4}(D^2 - d^2)$	d/D: 0 | 0,1 | 0,2 | 0,3 | 0,4 | 0,5 c_x: 1,10 | 1,14 | 1,15 | 1,18 | 1,20 | 1,22 d/D: 0,6 | 0,7 | 0,8 | 0,9 | 1,0 c_x: 1,25 | 1,40 | 1,78 | 1,92 | 2,00 $\tau \simeq 1{,}5$

Ellipsoïde, isolé dans un tube. Ecoulement dans l'espace

Chapitre X — Diagramme 10.7

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq 1{,}30\, c_x \frac{\frac{S_M}{F_0}}{\left(1 - \frac{S_M}{F_0}\right)^3}\left(1 - \frac{2y}{D_0}\right)^{1/3}$$

où : c_x est exprimé sur les courbes $c_x = f$ (Ré) pour chaque sorte d'ellipsoïde ;

$$\mathrm{Re}' = \frac{w_0\, d_M}{\nu};$$

ν est donné dans § 1.3, *b*.

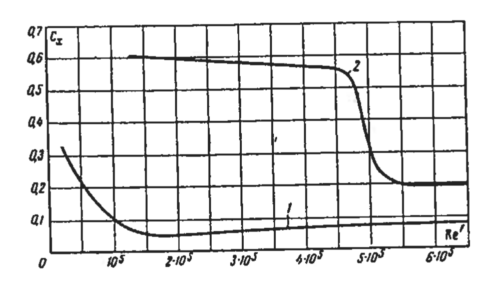
1 Ellipsoïde allongé

2 Ellipsoïde aplati

1) Ellipsoïde allongé. $S_M = \pi\, d_M^2/4$

2) Ellipsoïde aplati. $S_M = \pi\, d_M\, t/4$

Re′	c_x	
	Ellipsoïde allongé $d_M/t = 5/9$	Ellipsoïde aplati $d_M/t = 4/3$
2.10^4	0,32	–
5.10^4	0,22	–
10^5	0,10	0,62
2.10^5	0,05	0,59
3.10^5	0,06	0,58
4.10^5	0,07	0,57
5.10^5	0,075	0,31
6.10^5	0,08	0,20



Cylindres circulaires, disposés par paires dans un tube. Ecoulement parallèle plan $\mathrm{Re} = w_0\, d_M/\nu > 10^5$

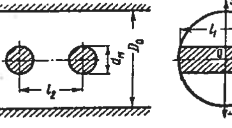
Chapitre X — Diagramme 10.8

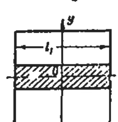
$$S_M = d_M\, l_1 .$$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \cong 1{,}15\, c_{x_{\text{total}}} \frac{\frac{S_M}{F_0}}{\left(1 - \frac{S_M}{F_0}\right)^3}\left(1 - \frac{2y}{D_0}\right)^{1/3}$$

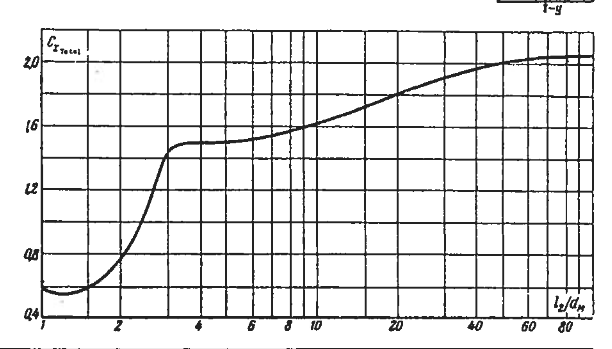
où : $c_{x_{\text{total}}}$ est exprimé sur la courbe $c_{x_{\text{total}}} = f(l_2/d_M)$;

ν est donné dans § 1.3, *b*.





l_2/d_M	$c_{x_{\text{total}}}$
1,0	0,60
1,5	0,60
2,0	0,76
2,5	1,10
3,0	1,44
4,0	1,50
5,0	1,52
10	1,62
20	1,82
30	1,92
50	2,0
100	2,06



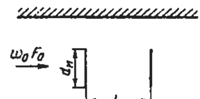
Deux plaques circulaires, disposées l'une derrière l'autre dans le tube. Ecoulement dans l'espace

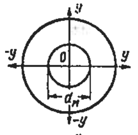
Chapitre X — Diagramme 10.9

$$S_M = \frac{\pi\, d_M^2}{4}.$$

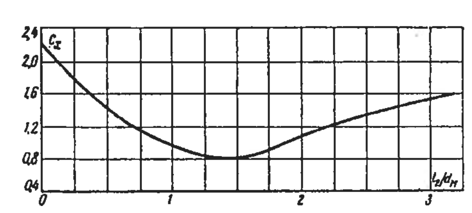
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \cong 1{,}30\, c_{x_{\text{total}}} \frac{\frac{S_M}{F_0}}{\left(1 - 1{,}5\,\frac{S_M}{F_0}\right)^3}\left(1 - \frac{2y}{D_0}\right)^{1/3}$$

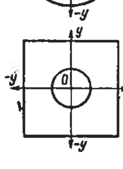
où : $c_{x_{\text{total}}}$ est exprimé sur la courbe $c_{x_{\text{total}}} = f(l_2/d_M)$.





l_2/d_M	$c_{x_{\text{total}}}$
0	2,22
0,25	1,80
0,5	1,40
0,75	1,18
1,0	0,98
1,25	0,84
1,5	0,80
1,75	0,88
2,0	1,05
2,5	1,30
3	1,52





Profils façonnés, placés sur un rang longitudinal dans un tube. Ecoulement parallèle plan	Chapitre X
	Diagramme 10.10

$S_M = d_M l_1$;

$D_M = \frac{4F_0}{\Pi_0}$; Π_0 : périmètre

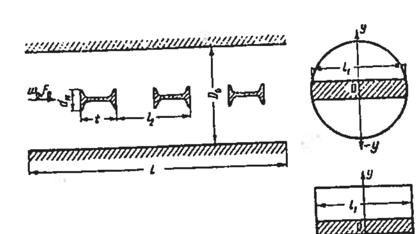
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq 1{,}15 \frac{c_{x1}}{\frac{d_M}{D_H}} \cdot \frac{1}{\bar{l}} \cdot \frac{\frac{S_M}{F_0}}{\left(1-\tau\frac{S_M}{F_0}\right)^3} \left(1-\frac{2y}{D_0}\right)^{1/3} \frac{L}{D_H} + \lambda\frac{L}{D_H},$$

où : c_{x_1} est exprimé sur les courbes $c_x = f(\bar{l})$ pour divers profils ;

τ est donné sur le tableau pour chaque profil ;

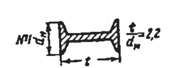
λ est donné dans les diagrammes 2.1 à 2.5 ;

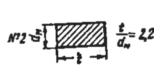
$\bar{l} = l_2/d_M$.



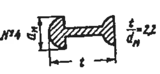
Valeurs de $c_{x\,1}$

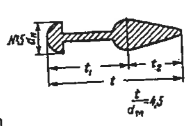
$\bar{l} = l_2/d_M$	Profil N° 1 $\tau \cong 1{,}5$	Profil N° 2 $\tau \cong 1{,}5$	Profil N° 3 $\tau = 1{,}0$	Profil N° 4 $\tau = 1{,}0$	Profil N° 5 $\tau = 1{,}0$
0	0	0	0	0	0
5	0,24	0,17	0,11	0,17	0,17
10	0,44	0,28	0,12	0,27	0,26
20	0,75	0,45	0,12	0,37	0,30
30	0,95	0,60	0,12	0,43	0,30
40	1,06	0,71	0,12	0,46	0,30
50	1,14	0,80	0,12	0,47	0,30
60	1,18	0,85	0,12	0,47	0,30
70	1,18	0,88	0,12	0,47	0,30
100	1,18	0,88	0,12	0,47	0,30

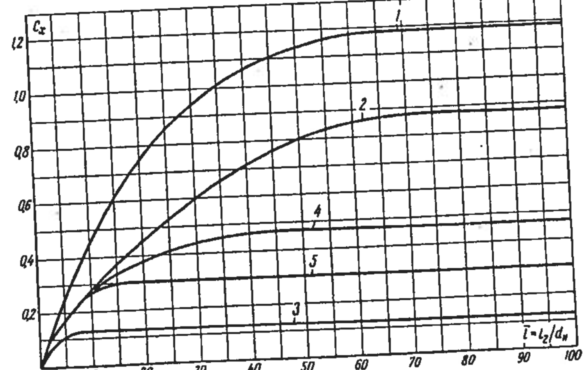












Tube dans lequel des entretoises de formes variées sont placées dans la section transversale et le long du canal	Chapitre X
	Diagramme 10.11

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq 1{,}15 \sum_{i=1}^{n} c_{xi} \frac{1}{\left(\frac{d_M}{D_H}\right)_i \bar{l}_i} \frac{\frac{S_{Mi}}{F_0}\left(1-\frac{2y}{D_H}\right)^{\frac{1}{3}}}{\left(1-\sum_{i=1}^{n} \tau_i \frac{S_{Mi}}{F_0}\right)^3} \frac{L}{D_H} + \lambda \frac{L}{D_H},$$

où : i numéro d'ordre de l'entretoise ;

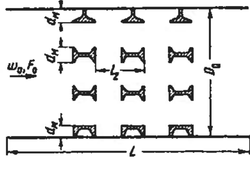
$C_{x_{1i}}$ est exprimé en fonction de $\bar{l} = l_2/d_M$ pour un profil donné dans les diagrammes 10.1 à 10.10 ;

λ est déterminé d'après les diagrammes 2.1 à 2.5 ;

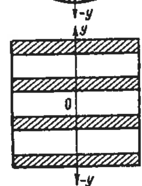
τ_i est déterminé en fonction de la forme du profil :

a) double T, longerine, coin, plaque attaquée perpendiculairement, rectangle, etc. : courbe $\tau_i = f(\bar{l})$

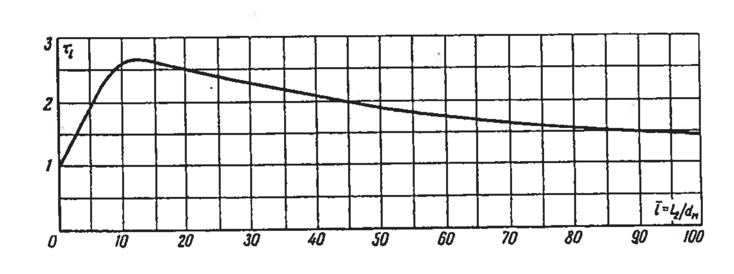
b) cylindres et profils de forme aérodynamique, $\tau_i = 1$.



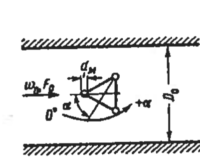
$D_H = \frac{4F_0}{\Pi_0}$; Π_0 : périmètre du tube.

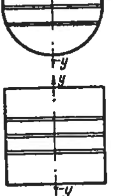


$\bar{l} = l_2/d_M$	τ_i
0	1,00
2	1,35
4	1,70
6	2,10
8	2,40
10	2,60
15	2,60
20	2,50
30	2,30
40	2,10
50	1,90
60	1,75
80	1,55
100	1,45



Charpente à trois longerons tubulaires, placée dans une conduite. Ecoulement parallèle plan	Chapitre X Diagramme 10.12





$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq 1{,}15\, c_{x\alpha}^{*} \frac{\frac{S_M}{F_0}}{\left(1 - \frac{S_M}{F_0}\right)^3}$$

où $$c_{x\alpha}^{*} = c_{x\alpha} \frac{c_{x0}^{*}}{c_{x0}};$$

Valeurs de $c_{x\alpha}$

$\alpha°$	Charpente N° 1	Charpente N° 2	Charpente N° 3
0	1,32	1,52	1,57
10°	1,37	1,52	1,57
15°	1,37	1,49	1,54
20°	1,25	1,43	1,47
25°	1,13	1,35	1,39
30°	1,00	1,30	1,35
35°	1,15	1,32	1,37
40°	1,25	1,42	1,46
45°	1,39	1,53	1,57
50°	1,42	1,58	1,60
60°	1,40	1,58	1,55

$c_{x\alpha}$ est exprimé sur les courbes $c_{x\alpha} = f(\alpha)$ du graphique *a*) pour $\mathrm{Re}' = w_0 d_M/\nu = 1{,}18.10^5$,

c_{x0}^{*} est exprimé sur les courbes $c_{x0} = f(\mathrm{Re}')$ du graphique *b*) pour $\alpha = 0$.

c_{x0} est exprimé sur le graphique *a*) pour $\alpha = 0$;

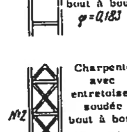
$$\frac{S_M}{F_0} = \varphi \frac{b l_1}{F_0};$$

ν est donné dans § 1.3, *b*.

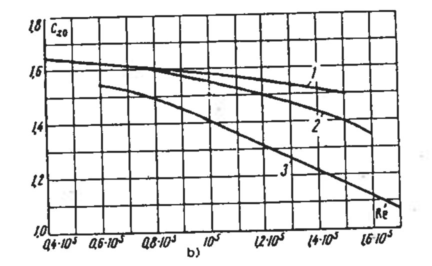
Valeurs de c_{x0}

Re'	Charpente N° 1	Charpente N° 2	Charpente N° 3
0,5.10⁵	1,65	1,65	–
0,6.10⁵	1,63	1,63	1,55
0,8.10⁵	1,61	1,60	1,50
1,0.10⁵	1,58	1,55	1,41
1,2.10⁵	1,55	1,50	1,32
1,5.10⁵	1,50	1,40	1,17
1,6.10⁵	–	1,35	1,12

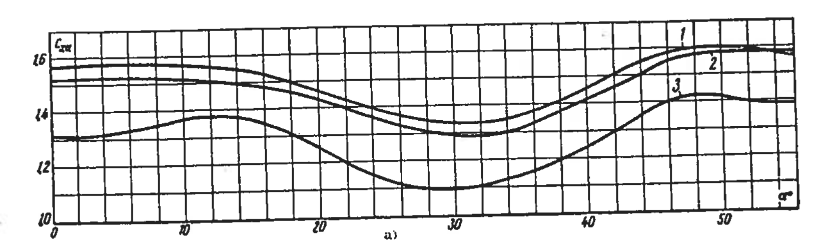
N°1 Charpente sans entretoise, soudée bout à bout $\varphi = 0{,}183$





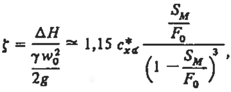


b)



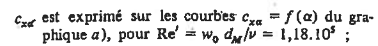
a)

Charpente à quatre longerons tubulaires, placée dans une conduite. Ecoulement parallèle plan	Chapitre X Diagramme 10.13



$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq 1{,}15\, c_{x\alpha}^{*} \frac{\frac{S_M}{F_0}}{\left(1 - \frac{S_M}{F_0}\right)^3},$$

où $$c_{x\alpha}^{*} = c_{x\alpha} \frac{c_{x0}^{*}}{c_{x0}};$$



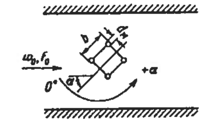
$c_{x\alpha}$ est exprimé sur les courbes $c_{x\alpha} = f(\alpha)$ du graphique *a*), pour $\mathrm{Re}' = w_0 d_M/\nu = 1{,}18.10^5$;

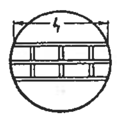
c_{x0}^{*} est exprimé sur les courbes $c_{x0}^{*} = f(\mathrm{Re}')$ du graphique *b*), pour $\alpha = 0$:

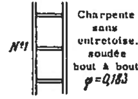
c_{x0} est donné sur le graphique *a*) pour $\alpha = 0$;

$$\frac{S_M}{F_0} = \varphi \frac{b l_1}{F_0};$$

ν est donné dans § 1.3, *b*.

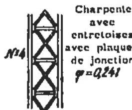






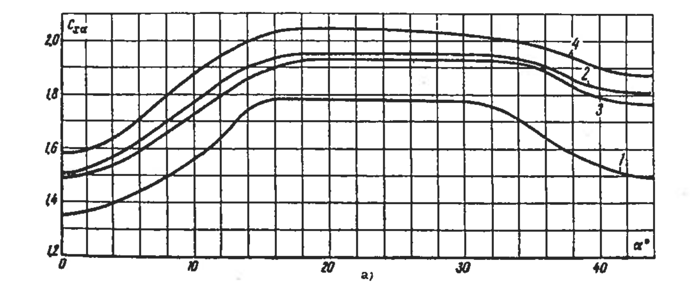
N°2 Charpente avec entretoises soudée bout à bout $\varphi = 0{,}230$



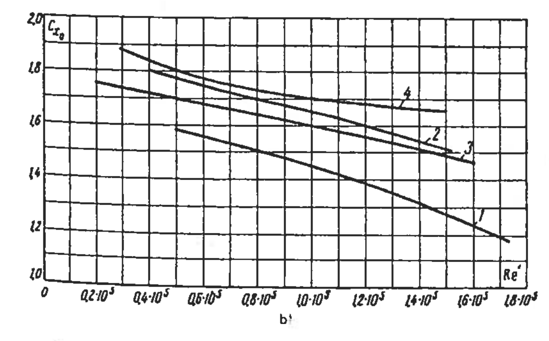


Valeurs de $c_{x\alpha}$

$\alpha°$	Charpente N° 1	Charpente N° 2	Charpente N° 3	Charpente N° 4
0	1,35	1,50	1,49	1,59
5	1,42	1,60	1,56	1,68
10	1,55	1,78	1,73	1,88
15	1,78	1,93	1,89	2,03
20	1,79	1,95	1,93	2,05
30	1,78	1,95	1,93	2,03
35	1,67	1,93	1,91	1,99
40	1,54	1,83	1,80	1,90
45	1,50	1,81	1,77	1,88



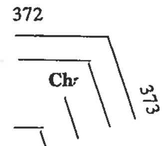
a)



b)

Valeurs de c_{x0}^{*}

Re'	Charpente N° 1	Charpente N° 2	Charpente N° 3	Charpente N° 4
0,4.10⁵	–	1,80	1,72	1,84
0,6.10⁵	1,55	1,74	1,68	1,77
0,8.10⁵	1,50	1,70	1,64	1,73
1.10⁵	1,44	1,65	1,59	1,70
1,2.10⁵	1,38	1,6	1,55	1,68
1,4.10⁵	1,30	1,54	1,51	1,66
1,6.10⁵	1,22	–	1,46	–



CHAPITRE XI

ÉCOULEMENT SORTANT DES CONDUITES ET DES CANAUX

(Coefficients de perte de charge des tronçons de sortie)

11.1. NOTATIONS PRINCIPALES

F_0, F_{sort} – aire respectivement de la section la plus étroite et de la section de sortie du tronçon de sortie, m^2 ;

F_{ouv}, F_p – respectivement aire de la section libre et surface frontale d'une grille, un diaphragme, un grillage, m^2 ;

f_0 – surface d'une ouverture de grille, de grillage, m^2 ;

Π_0 – périmètre d'une section d'ouverture, m ;

$\bar{f} = F_{ouv}/F_p$ ou $\bar{f} = F_{ouv}/F_0$ – coefficient de section libre d'une grille, un grillage, ou un diaphragme ;

D_0, R_0 – respectivement diamètre et rayon de la section étroite du tronçon de sortie, ou de la section initiale du jet libre (tuyère), m ;

D_{ouv} – diamètre des ouvertures d'un grillage, un diaphragme, m ;

$D_H = 4\,F_0/\Pi_0$; $d_H = 4\,f_0/\Pi_0$ – diamètre hydraulique respectivement d'une conduite (ou un canal) et d'une grille, un grillage, un diaphragme, m ;

a_0, b_0 – côtés de la section étroite rectangulaire du tronçon de sortie, m ;

b'_1 – largeur de la fente d'une grille à persiennes, m ;

δ'_0 – demi-largeur de la section initiale d'un jet libre à filets parallèles plans, m ;

h – distance entre l'ouverture de sortie et l'écran, m ;

l – épaisseur des parois des ouvertures d'une grille (ou d'un diaphragme), ou longueur du tronçon terminal d'un coude, m ;

l_d – longueur du diffuseur, m ;

S – longueur du jet libre, m ;

α – angle d'ouverture du diffuseur ou angle du biseau des bords d'une ouverture de grille (de diaphragme) ; angle d'ouverture sur un seul côté de la limite extérieure d'un jet libre ;

w_0, w_{sort} – vitesse moyenne respectivement dans la section étroite et dans la section de sortie, m/s ;

w_{ouv} – vitesse moyenne dans la section libre d'une grille (un grillage, un diaphragme), m/s ;

ΔH – pertes totales de pression (pertes de charge) dans le tronçon de sortie, kgp/m^2 ;

ζ – coefficient de perte de charge du tronçon de sortie ;

N – coefficient d'énergie cinétique.

11.2. EXPLICATIONS ET RECOMMANDATIONS PRATIQUES

1. Lorsqu'un écoulement sort d'un réseau quelles que soient les conditions de sortie, l'énergie cinétique du jet est toujours perdue pour ce réseau; c'est pourquoi, dans le cas général, les pertes à la sortie sont formées de pertes ΔH_{tr} directement dans le tronçon de sortie et des pertes de pression dynamique ΔH_{dyn} du jet sortant du réseau,

$$\Delta H = \Delta H_{tr} + \Delta H_{dyn}\,. \qquad (11.1)$$

Le coefficient de perte de charge à la sortie (ramené à la vitesse dans la section étroite) est égal à :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{\Delta H_{tr}}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} + \frac{\Delta H_{dyn}}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_{tr} + \zeta_{dyn} \qquad (11.2)$$

373

p des vitesses à la sortie
:quent la pression dyna-
rès la répartition des

$$\frac{\gamma w^3}{2g}\, dF \qquad (11.3)$$

$$\zeta_{dyn} = \frac{\Delta H_{dyn}}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{1}{F_0}\int_{F_{sort}} \left(\frac{w}{w_0}\right)^3 dF$$

$$= \frac{1}{n^2}\cdot\frac{1}{F_{sort}}\int_{F_{sort}} \left(\frac{w}{w_{sort}}\right)^3 dF = \frac{1}{n^2} N \qquad (11.4)$$

où $n = F_{sort}/F_0$: coefficient d'élargissement du tronçon de sortie ;

$N = \frac{1}{F_{sort}}\int_{F_{sort}} \left(\frac{w}{w_{sort}}\right)^3 dF$: coefficient de l'énergie cinétique de l'écoulement dans la section de sortie.

2. Dans le cas où l'écoulement sortant d'un tronçon rectiligne de conduite à section constante pénètre dans un espace illimité, les pertes totales se réduisent à la perte de pression dynamique à la sortie, et puisque ici $F_0 = F_{sort}$ ($n = 1$), le coefficient global de perte de charge est égal à :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{\Delta H_{dyn}}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = N \qquad (11.5)$$

Le coefficient N dépend de la répartition des vitesses à la sortie et il est toujours supérieur à l'unité. Il est égal à l'unité seulement dans le cas où la répartition des vitesses est uniforme.

3. Dans le cas où la répartition des vitesses à la sortie suit une loi exponentielle (cf. paragraphes 6 à 9 du § 4.2) :

$$\frac{w}{w_{max}} = \left(1 - \frac{y}{R_0}\right)^{\frac{1}{m}} \qquad (11.6)$$

avec w, w_{max} : vitesse en un point donné et vitesse maximale dans la section, m/s ;

R_0 : rayon de la section, m ;

y : distance à l'axe de la conduite, m ;

$m \geqslant 1$: nombre

Le coefficient de perte de charge à la sortie d'une conduite à section circulaire (ou carrée) se calcule d'après la formule suivante, obtenue par l'auteur [11.9] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{(2m+1)^3 (m+1)^3}{4m^2 (2m+3)(m+3)} \qquad (11.7)$$

et le coefficient de perte de charge à la sortie d'une conduite aplatie d'après la formule :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \frac{(m+1)^3}{m^2 (m+3)} \qquad (11.8)$$

Si la répartition des vitesses à la sortie d'un tube aplati suit la loi de la fonction trigonométrique (cf. parag. 10, § 4.2), on a :

$$\frac{w}{w_0} = 1 + \frac{\Delta w}{w_0}\sin 2k\pi\frac{2y}{b_0} \qquad (11.9)$$

avec Δw : différence entre la vitesse en un point donné et la vitesse moyenne dans la section, m/s ;

k : nombre entier,

le coefficient de perte de charge à la sortie se calcule d'après la formule suivante [11-9] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1 + \frac{3}{2}\left(\frac{\Delta w}{w_0}\right)^2 \qquad (11.10)$$

4. Les pertes de pression dans un diffuseur s'ouvrant dans un volume illimité comprennent les pertes dans le diffuseur lui-même ζ_d et les pertes de pression dynamique à la sortie du diffuseur, ζ_{sort} :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_d + \zeta_{sort} = \zeta_d + \frac{N}{n^2} \qquad (11.11)$$

Dans les calculs pratiques, la répartition des vitesses à la sortie du diffuseur devient uniforme ($N = 1$) et à la place on introduit un coefficient de correction sous forme de multiplicateur $(1 + \sigma')$ (voir les ouvrages de l'auteur [11.8] et [11.11]) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = (1+\sigma')\left(\zeta_d + \frac{1}{n^2}\right) = (1+\sigma')\,\zeta_{calc} \qquad (11.12)$$

où $\zeta_{calc} = \zeta_d + \frac{1}{n^2} = \zeta_f + \zeta_{élarg} + \frac{1}{n^2}$

$\zeta_{calc.}$: coefficient calculé de perte de charge d'un diffuseur avec écoulement libre dans un espace illimité ; il est exprimé sur les graphiques correspondants des diagrammes 11-2 à 11-4 ;

ζ_f et $\zeta_{élarg}$: coefficients de perte de charge respectivement par frottement et d'élargissement du diffuseur, déterminés d'après les données des diagrammes 5-2 à 5-4 ;

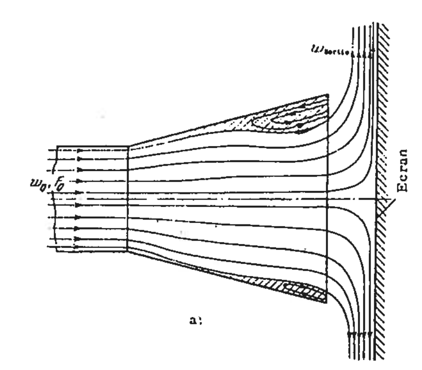
σ' : coefficient de correction tenant compte (toujours approximativement) de l'influence de la non-uniformité de la répartition des vitesses à la sortie du diffuseur.

Pour un diffuseur dont l'angle d'ouverture se rapproche de l'angle optimal, l'ordre de grandeur de la correction est compris entre 0 et 0,5 en fonction de la longueur relative du diffuseur l_d/D_H. L'angle optimal d'élargissement est l'angle pour lequel $\zeta_{élarg}$ est minimum (voir les diagrammes 11.2 à 11.4).

Dans le cas d'un diffuseur circulaire ou rectangulaire à écoulement libre, il est recommandé de choisir la longueur l_d de l'ordre de 2,5 à 4 D_H; pour un diffuseur aplati, choisir l_d de l'ordre de 5 à 6 a_0.

5. Si l'écoulement débouche sur un écran, la grandeur des pertes dépend de la distance relative entre l'écran et le bord de sortie de la conduite. Dans certains cas, la présence d'un écran augmente les pertes, mais dans d'autres, elle les diminue. En particulier, un écran disposé après un tronçon cylindrique ou après un diffuseur conique ayant un angle d'ouverture inférieur à 30° provoque toujours un accroissement des pertes. Un écran après un diffuseur arrondi ou après un diffuseur conique ayant un angle au sommet supérieur à 30°, peut provoquer une diminution importante des pertes globales, si on a choisi convenablement la distance entre l'écran et le diffuseur.

6. Un écran placé à la suite d'un diffuseur crée un obstacle forçant l'écoulement à se répandre dans toute la section. Il s'en suit que la zone de décollement du courant est plus petite, et par suite que son épanouissement est plus efficace. Ainsi les pertes diminuent, autant celles à l'intérieur du diffuseur que les pertes de pression à la sortie. En même temps, l'écran oblige l'écoulement à tourner dans une direction radiale (de 90°). Si l'extrémité du diffuseur n'est pas progressivement arrondie, ce tournant est brusque, et il est accompagné d'une importante contraction du jet (fig. 11.1, *a*) et, par suite, d'un accroissement de son énergie cinétique; par conséquent, quand il y a un écran après un diffuseur faiblement divergent, et que la vitesse moyenne de l'écoulement au moment du tournant est importante, le gain obtenu par l'expansion et l'élargissement total du jet dans le diffuseur, peut se trouver inférieur aux pertes supplémentaires provenant de la contraction du jet. Si la divergence est grande (angle au sommet élevé), les pertes au tournant restent relativement faibles, et l'influence de l'écran est prépondérante.



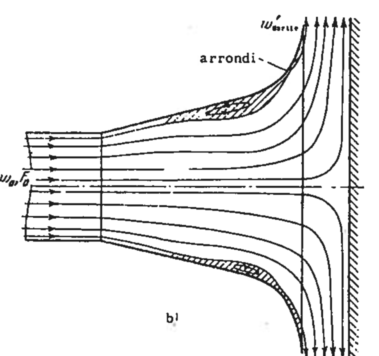


FIG. 11.1. — Figure schématique de l'écoulement à la sortie d'un diffuseur avec écran :
a) sans arrondi du bord du diffuseur,
b) avec arrondi du bord du diffuseur.

7. Si le bord de sortie du diffuseur est progressivement évasé, il a pour effet, en premier lieu de diminuer la contraction du jet (fig. 11.1, *b*), ensuite de provoquer la formation d'une diffusion annulaire, dans laquelle il se produit un élargissement supplémentaire du jet, et par suite la transformation de l'énergie cinétique en énergie de pression. Grâce à cela, l'installation d'un écran à la suite d'un diffuseur

à bords évasés est avantageuse dans tous les cas, que l'angle au sommet soit grand ou petit (et même s'il est nul).

8. Que l'on ait un diffuseur à grand angle d'ouverture sans bords évasés, ou un diffuseur (ou un tronçon droit) à bords évasés, il faut une distance optimale $(h/D_H)_{opt}$ entre l'écran et l'ouverture, pour laquelle le coefficient de perte de charge est minimum. Si la distance est très grande, pratiquement pour $h/D_H < 0,6$, l'influence de l'écran ne se fait pas sentir, et les pertes sont égales aux pertes sans écran. Si la distance est très faible, pratiquement pour $h/D_H < 0,15$, la vitesse de l'écoulement entre l'écran et le bord augmente, et les pertes s'accroissent fortement. La distance optimale comprise dans l'intervalle 0,15 - 0,25 correspond aux conditions les plus favorables : en même temps que la vitesse diminue considérablement, il se forme beaucoup moins de tourbillons lorsque la veine tourne et s'élargit.

9. On recommande les paramètres suivants, pour les diffuseurs à bords arrondis et avec écran : longueur relative $l/D_H = 2,5$; angle au sommet $\alpha = 14$ à $16°$; rayon relatif de l'arrondi du bord $R_0/D_H = 0,6$ à $0,7$; diamètre relatif de l'écran $D_é/D_H = 3$; distance relative de l'écran au diffuseur $h/D_H = 0,24$ à $0,26$ (cf. ouvrage de l'auteur [11.8]).

Le coefficient de perte de charge totale de ce diffuseur est égal à :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 0,25 \text{ à } 0,35.$$

10. Si l'on place un diffuseur à la sortie d'un ventilateur centrifuge, il faut tenir compte des recommandations des paragraphes 22 à 25 du § 5.2. L'installation d'un diffuseur est particulièrement nécessaire après un ventilateur fonctionnant par aspiration, puisqu'alors les pertes à la sortie peuvent être réduites de 3 à 4 fois (voir Loksin et Gazirbekova [11.13]).

Si le diffuseur placé en aval d'un ventilateur centrifuge fonctionnant par aspiration est pyramidal, il est rationnel que la longueur relative l_d/b_0 ne dépasse pas 2,5 à 3 pour un angle d'ouverture $\alpha = 8$ à $12°$; et si le diffuseur est plat, que sa longueur relative ne dépasse pas 4-5, pour $\alpha = 15$ à $25°$. Les coefficients de perte de charge des diffuseurs de ventilateur sont déterminés d'après les données des diagrammes 11.11 et 11.12.

11. La perte de charge d'un diffuseur annulaire formé d'un diffuseur conique placé en aval d'un ventilateur axial, avec à l'arrière un déflecteur évasé, dans le cas où la sortie est libre, est différente de la perte de charge d'un diffuseur conique simple équivalent. Grâce à une répartition des vitesses plus uniforme, les pertes d'énergie cinétique à la sortie du diffuseur annulaire, quel que soit le débit, sont beaucoup plus faibles qu'à la sortie d'un diffuseur conique ordinaire. De plus, un diffuseur annulaire se distingue par une plus grande régularité du courant sur toute sa longueur, ce qui contribue à diminuer les pertes dans le diffuseur lui-même. Le coefficient de perte de charge de ce diffuseur, placé en aval d'un ventilateur axial, peut être déterminé d'après la formule :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_1 \zeta' \qquad (11.13)$$

où ζ' : coefficient de perte de charge du même diffuseur, lorsque le champ des vitesses dans sa partie étroite est uniforme ; il est déterminé d'après les données de Busel [11-3] (voir tableau du diagramme 11-8).

k_1 : coefficient de correction, déterminé d'après le diagramme 5.17.

12. On peut considérer aussi comme organes de sortie les diffuseurs annulaires à écoulement radial et les diffuseurs annulaires à écoulement mixte, utilisés dans les turbo-machines axiales (voir paragraphes 28 et 29, §5.2), dans le cas où ces dernières fonctionnent par aspiration, rejetant l'écoulement dans un grand espace. Les coefficients de perte de charge de ces diffuseurs sont indiqués sur les diagrammes 11.9 et 11.10.

13. Les organes de sortie en forme de cheminée d'aération ont la même forme et les mêmes paramètres que les cheminées d'aspiration, et quand on les choisit, il faut tenir compte des recommandations données dans les paragraphes 14 et 15 du § 3.2.

14. On compte aussi parmi les organes de sortie les buses d'aspiration. Les principales exigences qui leur sont demandées sont d'atténuer rapidement le jet qui en sort, ou, au contraire, de produire un jet concentré. La nature des pertes est semblable à celle des cas indiqués plus haut. Dans leurs grandes lignes, elles se ramènent à la perte d'énergie cinétique pour n'importe quel degré de contraction ou d'élargissement du jet.

Nous donnons les coefficients de pertes de charge non seulement pour les buses dont les formes sont les plus rationnelles, mais aussi pour certains types moins efficaces, mais plus simples. Par exemple, les buses en forme de coudes ordinaires.

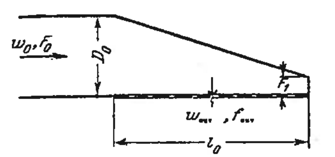


FIG. 11.2. — Distributeur d'air avec surface perforée latérale

15. Dans certains cas, la distribution de l'air aspiré s'effectue à travers une plaque perforée (fig. 11.2). Ainsi, le jet est rapidement amorti, ce qui est très souhaitable dans de nombreux cas. En même temps, si le rapport entre la surface totale des ouvertures et l'aire de la section transversale est élevée

$$(\bar{f}_0 = F_{ouv}/F_0 > 0,5),$$

on ne peut pas être sûr que la distribution de l'écoulement sur la longueur sera régulière, et cela d'autant moins que la longueur relative de la partie aspirante du distributeur est plus petite. Les distributeurs d'air en forme de coin assurent une plus grande régularité de l'écoulement le long de la surface perforée que ceux à section constante, si le rapport F_1/F_0 entre la section terminale et la section initiale est comprise entre 0,15 et 1.

16. Le coefficient de perte de charge global d'une buse d'aspiration avec surface perforée, $\bar{f}_0$ étant compris entre 0,5 et 3, et F_1/F_0 entre 0 et 1, peut être calculé d'après la formule suivante, établie par Grimitlin [11.4] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq \frac{1,8}{\bar{f}_0^2} + \left(\frac{l_0}{D_H}\right)^{0,15} \qquad (11.14)$$

Dans le cas où $F_1/F_0 > 0$, elle donne une valeur un peu plus élevée (≈ 20 %). Des données plus précises sont obtenues par une autre formule de Grimitlin [11-5] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1,62 \bar{f}^{-2,2} \left(\frac{F_1}{F_0}\right)^{0,25\bar{f}} \left(\lambda \frac{l}{D_H}\right)^{-0,05} + 1 \qquad (11.15)$$

Les graphiques du diagramme 11.18 sont construits d'après la formule la plus simple (11.14).

17. On compte aussi souvent parmi les buses d'aspiration les coudes ordinaires dont l'écoulement débouche dans un grand espace. La perte de charge de ces coudes dépend essentiellement de la longueur du tronçon terminal. Si on allonge ce tronçon, les pertes augmentent un peu, ensuite elles commencent brusquement à diminuer et pour une certaine valeur l/b_0, elles restent constantes. Ce caractère de variation de la courbe de perte de charge s'explique par la forme et la grandeur de la zone turbulente qui se forme au voisinage de la paroi interne du coude, juste après le tournant.

18. La zone turbulente dans un coude commence à se former dès le tournant et, en s'élargissant progressivement, elle atteint à une certaine distance sa largeur maximale. Après cela, la zone turbulente commence à se comprimer, jusqu'à ce que l'écoulement occupe de nouveau totalement la section. Ainsi, si on raccourcit le tronçon de sortie du coude jusqu'à la section où la zone turbulente est la plus large, c'est-à-dire où l'écoulement libre est le plus contracté, l'écoulement sort dans un espace libre avec la plus grande vitesse, mais, par suite, les pertes d'énergie sont les plus importantes. A ce cas correspond le ζ maximum sur les graphiques des diagrammes 11.20 à 11.23.

19. S'il n'y a pas de tronçon de sortie après le coude, il n'y a pas encore de zone turbulente, et l'écoulement sort dans l'espace libre avec une vitesse inférieure, c'est pourquoi le coefficient de perte de charge ζ est moins grand. Il diminue toutefois de façon insignifiante. Cela s'explique par le fait que l'écoulement par inertie se concentre vers la paroi extérieure; il s'en suit que la vitesse à la sortie est beaucoup plus grande que la vitesse moyenne dans la section.

20. Si le tronçon de sortie est relativement long, l'écoulement se répand dans toute la section, et le coefficient de perte de charge ζ est plus faible; il augmentera avec un accroissement ultérieur de l/b_0, par suite de l'accroissement des pertes de charge par frottement dans le tronçon rectiligne.

Dans le cas d'un coude où l'écoulement sort librement et où la section de sortie est deux fois plus élargie, le coefficient de perte de charge diminue de 40 à 50 %.

21. Pour diminuer la perte de charge des coudes débouchant sur un grand volume, on peut aussi utiliser des aubes directrices. Ainsi, dans le cas donné, on obtient une diminution relative de la perte de charge, plus grande même que pour le cas de coudes avec un long tronçon de sortie, puisque la valeur absolue de la perte de charge des coudes de sortie

est bien plus élevée que celle des coudes suivis d'un tronçon.

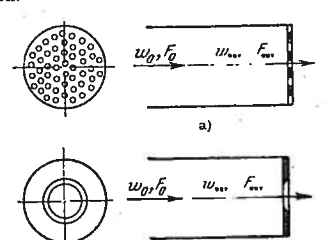


FIG. 11.3. — Ecoulement sortant d'un tronçon droit, par une grille ou un diaphragme : a) grille; b) diaphragme; F_{ouv} : section libre

22. Le coefficient de perte de charge d'un tronçon de sortie droit avec une grille plane ou un diaphragme à l'extrémité (écoulement de l'ouverture dans un espace illimité : $F_2 = \infty$, fig. 11.3), pour

$$\mathrm{Re} = w_0\, d_H/\nu > 10^5,$$

est calculé dans le cas général d'après la formule établie par l'auteur [11.10 et 11.11] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \left[1 + \zeta'(1-\bar{f}) + \tau\sqrt{1-\bar{f}} + \lambda\frac{l}{d_H}\right]\frac{1}{\bar{f}^2} \quad (11.16)$$

où ζ' : coefficient d'atténuation de l'entrée, déterminé comme ζ sur les diagrammes 3-3 à 3-6 ;

τ : coefficient tenant compte de l'influence de l'épaisseur de la grille (ou du diaphragme), de la forme du bord de l'ouverture, et des conditions de l'écoulement par l'ouverture ;

λ : coefficient de perte de charge par frottement de l'unité d'épaisseur relative d'une ouverture de grille (ou de diaphragme), déterminé d'après les diagrammes 2-1 à 2-5 ;

$\bar{f} = \frac{F_{ouv}}{F_p}$: coefficient de section libre d'une grille ou d'un diaphragme.

23. Le cas général se ramène à une série de cas particuliers :

a) bords effilés des ouvertures ($l/d_H = 0$), pour lesquels $\zeta' = 0{,}5$ $\tau = 1{,}41$ et $\lambda\, l/d_H = 0$; l'équation (11.16) est ramenée à la formule suivante de l'auteur [11.7, 11.11] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = (1 + 0{,}707\sqrt{1-\bar{f}})^2\frac{1}{\bar{f}^2}; \quad (11.17)$$

b) bords non effilés, pour lesquels le coefficient $\zeta' = 0{,}5$ et le coefficient τ est déterminé d'après la courbe $\tau = f(l/d_H)$ sur le diagramme 11.28*.

c) bords biseautés dans le sens de l'écoulement ou arrondis pour lesquels on prend $\lambda\, l/d_H = 0$, et $\tau = 2\sqrt{\zeta'}$; il en résulte :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = [1 + \sqrt{\zeta'(1-\bar{f})}]^2\frac{1}{\bar{f}^2} \quad (11.18)$$

où pour des bords biseautés dans le sens de l'écoulement, le coefficient ζ' est équivalent au ζ d'un collecteur conique à paroi frontale; il est exprimé en fonction de l'angle au sommet α et de la longueur relative l/d_H, sur le graphique a) du diagramme 11.29.

Si les bords des ouvertures sont arrondis, le coefficient ζ' est équivalent au ζ d'un collecteur circulaire à paroi frontale, exprimé en fonction de r/d_H sur le graphique b) du même diagramme.

24. Pour $\mathrm{Re} < 10^5$, et si les bords des ouvertures sont effilés, on calcule le coefficient de perte de charge d'un écoulement sortant par une grille ou un diaphragme à l'aide de la formule suivante, qui découle de l'équation (4.19) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \left\{\left(\frac{1}{\varphi^2} - 1\right) + \varepsilon_0^{-\mathrm{Re}}(1 + 0{,}707\sqrt{1-\bar{f}})^2\right\}\frac{1}{\bar{f}^2}$$

$$= (\zeta_\varphi + \varepsilon_0^{-\mathrm{Re}}\,\zeta_0^2)\frac{1}{\bar{f}^2} \quad (11.19)$$

où $\zeta_\varphi = \left(\frac{1}{\varphi^2} - 1\right)$ est déterminé suivant la courbe $\zeta_\varphi = f_1(\mathrm{Re}, \bar{f})$ du graphique *a*) dans le diagramme 4-10 ;

$\varepsilon_0^{-\mathrm{Re}} = \left(\frac{0{,}585}{\varepsilon_0^{\mathrm{Re}}}\right)^2$ est déterminé suivant la courbe $\varepsilon_0^{-\mathrm{Re}} = f_2(\mathrm{Re})$ du même graphique ;

$\zeta_0 = (1 + 0{,}707\sqrt{1-\bar{f}})$ est déterminé suivant la courbe $\zeta_0 = f(\bar{f})$ du graphique *b*) dans le même diagramme ;

φ : coefficient de vitesse de l'écoulement sortant d'une ouverture à arête vive, dépendant de Re et $\bar{f}$;

* Les calculs des paragraphes b) et c) peuvent être effectués dans les cas pratiques pour $\mathrm{Re} \geq 10^4$.

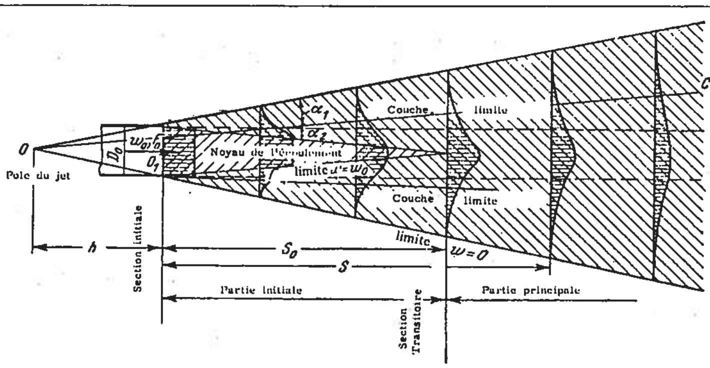


FIG. 11.4. — Figure schématique du jet libre :

$\varepsilon_0^{\mathrm{Re}}$: coefficient de contraction de la section d'une ouverture à arête vive, pour $F_{ouv}/F_0 = 0$; il dépend de Re.

Pour $\mathrm{Re} < 10^5$ et si les bords de l'ouverture ne sont pas effilés, on calcule le coefficient de perte de charge d'un écoulement sortant par une grille ou un diaphragme d'après la formule suivante, qui découle de la formule (4.19) :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \left\{\zeta_\varphi + \varepsilon_0^{-\mathrm{Re}}\left[1 + 0{,}5(1-\bar{f}) + \tau\sqrt{1-\bar{f}} \ldots\right.\right.$$

$$\left.\left.\ldots + \lambda\frac{l}{d_H}\right]\right\}\frac{1}{\bar{f}^2} \quad (11.20)$$

24. Le coefficient de perte de charge d'une grille à persiennes fixes installée à la sortie d'un canal droit peut être calculé approximativement d'après les formules suivantes :

a) $l/b_1' \geq (l/b_1')_{opt}$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k\left[1 + 0{,}85\left(1 - \bar{f}\frac{F_p}{F_0}\right) + \zeta_f\right]\frac{1}{\bar{f}^2}\left(\frac{F_0}{F_p}\right)^2 \quad (11.21)$$

b) $l/b_1' < (l/b_1')_{opt}$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k\left[1 + 0{,}85\left(1 - \bar{f}\frac{F_p}{F_0}\right) + \zeta_f\right]\frac{1}{\bar{f}^2}\left(\frac{F_0}{F_p}\right)^2 + \Delta\zeta \quad (11.22)$$

où $$\Delta\zeta \cong 0{,}5\left[11(1-\bar{f}) - \frac{l}{b_1'}\right] \quad (11.23)$$

et $\zeta_f = \lambda\frac{l}{b_1'}$;

$k = 1$: pour une grille normalisée (bords d'entrée coupés verticalement) ;

$k = 0{,}6$: pour une grille améliorée (bords d'entrée coupés horizontalement);

$\bar{f} = F_{ouv}/F_p$: coefficient de section libre de la grille ;

λ : coefficient de perte de charge par frottement de l'unité de longueur relative (profondeur) des canaux des persiennes, déterminé en fonction de $\mathrm{Re} = w_{ouv}\, b_1'/\nu$ sur les diagrammes 2-1 à 2-5.

25. L'énergie du jet libre (fig. 11.4), débouchant dans un volume illimité, est perdue pour le système. Tous les paramètres principaux du jet libre incompressible peuvent être déterminés d'après les

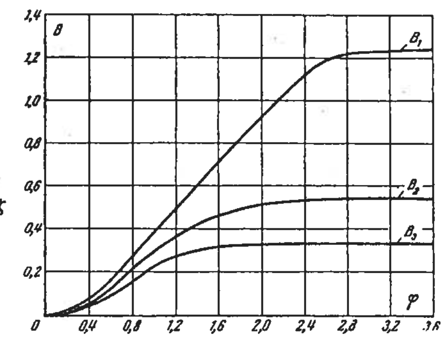


FIG. 11.5. — Fonction auxiliaire $B = f(\varphi)$ pour le calcul du jet libre à section circulaire

données d'Abramovic [11.1], rassemblées dans les Tableaux 11.1 et 11.2. Dans ces tableaux, on donne les formules de calcul des paramètres correspondants du jet libre, dans sa partie initiale et sa partie principale. La partie initiale est la partie du jet qui commence à l'ouverture de sortie du canal d'amenée, et dans laquelle la vitesse à l'axe reste invariable et égale à la vitesse initiale. La partie principale est tout le reste du jet, dans lequel la vitesse à l'axe diminue graduellement et s'amortit. La section de séparation des deux parties est appelée transitoire.

La grandeur a', coefficient de turbulence du jet, est prise en moyenne égale à 0,08 pour un jet circulaire, et à 0,09 - 0,12 pour un jet parallèle plan.

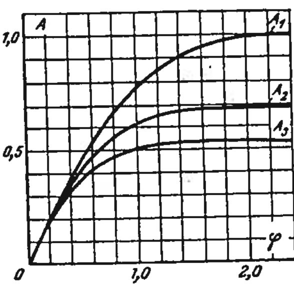


FIG. 11.6. — Fonction auxiliaire $A = f(\varphi)$ pour le calcul du jet libre parallèle plan

TABLEAU 11.1

Paramètres d'un jet circulaire libre à la distance S de sa section initiale

N°	Paramètres	Formules pour la partie initiale du jet	Formules pour la partie principale du jet
1	Diamètre adimensionnel de la limite extérieure du jet	$\frac{D_l}{D_0} = \frac{R_l}{R_0} = 3{,}4\frac{a'S}{R_0} + 1$ (D_l = D limite)	$\frac{D_l}{D_0} = \frac{R_l}{R_0} = 3{,}4\frac{a'S}{R_0} + 1$
2	Surface adimensionnelle de la section du jet	$\bar{F} = \frac{F_{jet}}{F_0} = \left(3{,}4\frac{a'S}{R_0} + 1\right)^2$	$\frac{F_{jet}}{F_0} = \left(3{,}4\frac{a'S}{R_0} + 1\right)^2$
3	Diamètre adimensionnel de la limite intérieure de la couche limite (du noyau des vitesses constantes)	$\frac{D_{noy}}{D_0} = \frac{R_{noy}}{R_0} = 1 - 1{,}5\frac{a'S}{R_0}$	
4	Diamètre adimensionnel du noyau de masse initiale (constante) du jet	$\frac{D_a}{D_0} = \frac{R_a}{R_0} = 1 + 0{,}32\frac{a'S}{R_0}$	$\frac{D_a}{D_0} = \frac{R_a}{R_0} = \left(\frac{a'S}{R_0} + 0{,}29\right)\varphi_a$ Pour déterminer φ_a on a calculé d'abord d'après la valeur connue $a'S/R_0$, la grandeur : $B_1 = \frac{0{,}52}{\frac{a'S}{R_0} + 0{,}29}$, ensuite d'après le graphique $B_1 = f(\varphi)$ de la figure 11-5, on trouve la valeur φ_a.
5	Distance adimensionnelle entre la section de sortie du canal d'amenée et l'extrémité de la partie initiale	$\frac{S_0}{R_0} = \frac{0{,}67}{a'}$	
6	Tangente du demi-angle de divergence de la limite extérieure du jet	$\text{tg}\,\alpha = 3{,}4\,a'$ (pour $a' = 0{,}08$, $\alpha = 15°$)	$\text{tg}\,\alpha = 3{,}4\,a'$ (pour $a' = 0{,}08$, $\alpha = 15°$)
7	Tangente du demi-angle de convergence du noyau des vitesses constantes	$\text{tg}\,\alpha_1 = 1{,}5\,a'$ (pour $a' = 0{,}08$, $\alpha_1 = 7°$)	
8	Vitesse adimensionnelle sur l'axe du jet	$\frac{w_m}{w_0} = 1$	$\frac{w_m}{w_0} = \frac{0{,}96}{\frac{a'S}{R_0} + 0{,}29}$
9	Moyenne arithmétique adimensionnelle de la vitesse du jet	$\frac{w_{moy}}{w_m} = \frac{Q}{w_m F} = \frac{1 + 0{,}76\frac{a'S}{R_0} + 1{,}32\left(\frac{a'S}{R_0}\right)^2}{1 + 6{,}8\frac{a'S}{R_0} + 11{,}56\left(\frac{a'S}{R_0}\right)^2}$	$\frac{w_{moy}}{w_m} = 0{,}2 = \text{const}$

TABLEAU 11.1

(suite)

N°	Paramètres	Formules pour la partie initiale du jet	Formules pour la partie principale du jet
10	Moyenne quadratique adimensionnelle de la vitesse du jet	$\frac{w'_{moy}}{w_m} = \frac{\int_{m_1} w\,d\,m_1}{w_m\,m_1} = \frac{1}{1 + 0{,}76\frac{a'S}{R_0} + 1{,}32\left(\frac{a'S}{R_0}\right)^2}$ avec $m_1 = \rho F_w$	$\frac{w'_{moy}}{w_m} = 0{,}48 = \text{const}$
11	Débit adimensionnel du fluide dans une section donnée	$\bar{q} = \frac{Q}{Q_0} = 1 + 0{,}76\frac{a'S}{R_0} + 1{,}32\left(\frac{a'S}{R_0}\right)^2$	$\bar{q} = 2{,}22\left(\frac{a'S}{R_0} + 0{,}29\right)$
12	Réserve adimensionnelle d'énergie cinétique du jet dans une section donnée	$\bar{e} = \frac{e}{\frac{m_{10}\,w_0^2}{2}} = \frac{e}{e_0} = 1 - 1{,}03\frac{a'S}{R_0} + 0{,}68\left(\frac{a'S}{R_0}\right)^2$	$\bar{e} = \frac{0{,}59}{\frac{a'S}{R_0} + 0{,}29}$
13	Réserve adimensionnelle d'énergie cinétique du noyau de masse constante du jet dans une section donnée	$\bar{e}_a = \frac{e_a}{e_0} = 1 - 1{,}14\frac{a'S}{R_0} + 0{,}61\left(\frac{a'S}{R_0}\right)^2$	$\bar{e}_a = \frac{1{,}78\,B_2}{\frac{a'S}{R_0} + 0{,}29}$ Pour déterminer B_2, on calcule d'abord la grandeur B_1 connaissant $a'S/R_0$ (paragraphe 4 du Tableau). Une fois B_1 trouvé, on obtient φ_a sur la figure 11-5 ensuite avec cette valeur φ_a on trouve B_2 sur la même figure
14	Coefficient de perte de charge du jet libre	$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1 - \bar{e}$	$\zeta = 1 - \bar{e}$
15	Coefficient de perte de charge du noyau à masse constante	$\zeta_a = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1 - \bar{e}_a$	$\zeta_a = 1 - \bar{e}_a$

TABLEAU 11.2

Paramètres d'un jet parallèle plan à la distance S de sa section initiale

N°	Paramètres	Formules pour la partie initiale du jet	Formules pour la partie principale du jet
1	Demi-largeur adimensionnelle du jet	$\frac{\delta'_l}{\delta'_0} = 2{,}4\frac{a'S}{\delta'_0} + 1$	$\frac{\delta'_l}{\delta'_0} = 2{,}4\frac{a'S}{\delta'_0} + 1$
2	Surface adimensionnelle de la section du jet	$\bar{F} = \frac{F_{jet}}{F_0} = 2{,}4\frac{a'S}{\delta'_0} + 1$	$\frac{F_{jet}}{F_0} = 2{,}4\frac{a'S}{\delta'_0} + 1$
3	Demi-largeur adimensionnelle du noyau des vitesses constantes	$\frac{\delta'_{noy}}{\delta'_0} = 1 - 0{,}96\frac{a'S}{\delta'_0}$	
4	Demi-largeur adimensionnelle du noyau de masse constante	$\frac{\delta'_a}{\delta'_0} = 1 + 0{,}275\frac{a'S}{\delta'_0}$	$\frac{\delta'_a}{\delta'_0} = \left(\frac{a'S}{\delta'_0} + 0{,}41\right)\varphi_a$ Pour déterminer φ_a on calcule d'abord connaissant $a'S/\delta'_0$, la grandeur : $A_1 = \frac{0{,}833}{\sqrt{\frac{a'S}{\delta'_0} + 0{,}41}}$ ensuite d'après le graphique $A_1 = f(\varphi)$ sur la figure 11-6, on trouve la valeur φ_a.
5	Distance adimensionnelle entre l'ouverture du canal et l'extrémité de la partie initiale	$\frac{S_0}{\delta'_0} = \frac{1{,}03}{a'}$	
6	Tangente du demi-angle de divergence du jet	$\operatorname{tg}\alpha = 2{,}4\,a'$ (pour $a' = 0{,}09$ à $0{,}12$, $\alpha = 12$ à $16°$)	$\operatorname{tg}\alpha = 2{,}4\,a'$ (pour $a' = 0{,}09$ à $0{,}12$ $\alpha = 12$ à $16°$)
7	Tangente du demi-angle de convergence du noyau des vitesses constantes	$\operatorname{tg}\alpha_1 = 0{,}96\,a'$ (pour $a' = 0{,}09$ à $0{,}12$, $\alpha_1 = 5$ à $6{,}5°$)	
8	Vitesse adimensionnelle sur l'axe du jet	$\frac{w_m}{w_0} = 1$	$\frac{w_m}{w_0} = \frac{1{,}2}{\sqrt{\frac{a'S}{\delta'_0} + 0{,}41}}$
9	Moyenne arithmétique adimensionnelle de la vitesse du jet	$\frac{w_{moy}}{w_m} = \frac{Q}{w_m F} = \frac{1 + 0{,}43\frac{a'S}{\delta'_0}}{1 + 0{,}24\frac{a'S}{\delta'_0}}$	$\frac{w_{moy}}{w_m} = 0{,}47 = \text{const}$
10	Moyenne quadratique adimensionnelle de la vitesse du jet	$\frac{w'_{moy}}{w_m} = \frac{\int_{m_1} w\,d\,m_1}{w_m\,m_1} = \frac{1}{1 + 0{,}43\frac{a'S}{\delta'_0}}$	$\frac{w'_{moy}}{w_m} = 0{,}7 = \text{const}$

TABLEAU 11.2

(suite)

N°	Paramètres	Formules pour la partie initiale du jet	Formules pour la partie principale du jet
11	Débit adimensionnel du fluide dans une section donnée	$\overline{q} = \frac{Q}{Q_0} = 1 + 0{,}43\,\frac{a'S}{\delta'_0}$	$\overline{q} = 1{,}2\,\sqrt{\frac{a'S}{\delta'_0} + 0{,}41}$
12	Réserve adimensionnelle d'énergie cinétique du jet dans une section donnée	$\overline{e} = \frac{e}{\frac{m_{10}\,w_0^2}{2}} = \frac{e}{e_0}$ $= 1 - 0{,}21\,\frac{a'S}{\delta'_0}$	$\overline{e} = \frac{0{,}94}{\sqrt{\frac{a'S}{\delta'_0} + 0{,}41}}$
13	Réserve adimensionnelle d'énergie cinétique du noyau de masse constante dans une section donnée	$\overline{e}_a = \frac{e_a}{e_0}$ $= 1 - 0{,}275\,\frac{a'S}{\delta'_0}$	$\overline{e}_a = \frac{1{,}73\,A_2}{\sqrt{\frac{a'S}{\delta'_0} + 0{,}41}}$ Pour déterminer A_2, on calcule d'abord la grandeur A_1 connaissant $a'S/\delta'_0$. Une fois A_1 trouvé, on obtient φ_a sur la figure 11-6, ensuite avec cette valeur φ_a on trouve A_2 sur la même figure.
14	Coefficient de perte de charge du jet libre	$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1 - \overline{e}$	$\zeta = 1 - \overline{e}$
15	Coefficient de perte de charge du noyau à masse constante	$\zeta_a = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1 - \overline{e}_a$	$\zeta_a = 1 - \overline{e}_a$

11.3. LISTE DES DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE DU CHAPITRE XI

Désignation des diagrammes	Source	N° du diagramme	Remarques
Sortie libre d'un tube (ou un canal) avec diverses répartitions des vitesses	Idel'cik [11-9]	11-1	Formules calculées
Sortie libre d'un diffuseur rectiligne à section circulaire	Idel'cik [11-8]	11-2	Calculs approchés
Sortie libre d'un diffuseur rectiligne à section rectangulaire ou carrée	»	11-3	»
Sortie libre d'un diffuseur aplati rectiligne	»	11-4	»
Sortie d'un diffuseur rectiligne sur un écran avec $l_a/D_H = 1$	Khanzonkov [11-18]	11-5	Données expérimentales
Sortie d'un tronçon droit à bords évasés sur un écran	Nosova [11-14]	11-6	»
Sortie sur un écran d'un diffuseur à bords évasés ayant les paramètres optimaux	Idel'cik [11-8]	11-7	»
Sortie libre d'un diffuseur annulaire	Busel [11-3]	11-8	»
Sortie libre d'un diffuseur annulaire à écoulement radial : $\overline{d} = 0{,}688$	Dovzik et Ginevsky [11-6]	11-9	»
Sortie libre d'un diffuseur annulaire à écoulement mixte : $\overline{D} = 2{,}06$; $\overline{d} = 0{,}688$; $\alpha_2 = 8°$; $\overline{c}_{a0} = 0{,}5$	»	11-10	»
Sortie libre d'un diffuseur aplati non symétrique en aval d'un ventilateur centrifuge, fonctionnant par aspiration	Loksin et Gazirbekova [11-13]	11-11	»
Sortie libre d'un diffuseur pyramidal en aval d'un ventilateur centrifuge fonctionnant par aspiration	»	11-12	»
Sortie latérale par la dernière ouverture d'une conduite à section circulaire		11-13	Données expérimentales de l'auteur
Cheminées de ventilation droites, à section rectangulaire, ouvertures latérales avec ou sans persiennes fixes	Nosova et Tarasov [11-15]	11-14	Données expérimentales
Cheminées de ventilation, à section rectangulaire, avec coude à angle droit, ouvertures latérales avec ou sans persiennes fixes	»	11-15	»

Désignation des diagrammes	Source	N° du diagramme	Remarques
Cheminées de ventilation droites, à section circulaire Re > 10^4	Khanzonkov [11-19]	11-16	"
Buses d'aspiration	Baturin et Sepelev [11-2]	11-17	"
Buse d'aspiration avec grille mince sur la sortie latérale	Grimitlin [11-4,11-5]	11-18	"
Buse d'aspiration construite par Baturin	Baturin et Sepelev [11-2]	11-19	Données expérimentales
Sortie d'un coude de 90°	Khanzonkov et Taliev [11-21]	11-20	"
Sortie d'un coude brusque de 90° à section carrée (a_0/b_0 = 1), la section de sortie étant plus large, ou plus étroite	[11-16]	11-21	"
Sortie d'un coude plat de 90° (a_0/b_0 = 0,25) brusque, la section de sortie étant plus large, ou plus étroite	"	11-22	"
Sortie d'un coude brusque de 90° rectangulaire (a_0/b_0 = 4), la section de sortie étant plus large, ou plus étroite	"	11-23	"
Sortie d'un coude arrondi (r_0/b_0 = 0,2) de 90°, la section de sortie étant plus large, ou plus étroite	Judin [11-22]	11-24	"
Sortie d'un coude arrondi de 90°, la section de sortie étant doublée ou divisée par deux	"	11-25	"
Sortie d'un coude arrondi de 90°, la section de sortie étant doublée (b_1/b_0 = 2), et avec 5 aubes directrices minces	Judin [11-22]	11-26	"
Sortie d'un tube droit par un diaphragme ou une grille plane dont les ouvertures sont à arêtes vives (l/D_H = 0 à 0,15)	Idel'cik [11-10,11-11,11-12]	11-27	Formule calculée, partiellement données expérimentales
Sortie d'un tube droit par un diaphragme ou une grille épaisse	"	11-28	"
Sortie d'un tube droit par un diaphragme ou une grille dont les ouvertures sont coupées dans le sens de l'écoulement ou arrondies	"	11-29	Formules calculées approximativement
Sortie d'un canal droit par une grille à persiennes fixes		11-30	D'après une formule approchée de l'auteur, compte tenu des expériences de Bevier [11-23] et Cobb [11-24]
Tronçons de sortie dans des conditions variées		11-31	Approximativement
Jet libre à section circulaire	Abramovic [11-1]	11-32	"
Jet libre parallèle plan	"	11-33	"

11.4. DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE

Sortie libre d'un tube (ou un canal) avec diverses répartitions des vitesses	Chapitre XI Diagramme 11.1

Caractère de la répartition des vitesses	Schéma	Coefficient de perte de charge : $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Répartition uniforme des vitesses	w_0, F_0	$\zeta = 1$
Répartition des vitesses d'après la loi exponentielle : $\frac{w}{w_{max}} = \left(1 - \frac{y}{R_0}\right)^{\frac{1}{m}}$; $m \geqslant 1$	w_0, F_0; $+y$; w; R_0; $-y$; w_{max}	a) Tube circulaire ou carré : $\zeta = \frac{(2m+1)^3 (m+1)^3}{4m^4 (2m+3)(m+3)}$ est exprimé sur la courbe 1 : $\zeta = f\left(\frac{1}{m}\right)$ b) Tube aplati : $\zeta = \frac{(m+1)^3}{m^2 (m+3)}$ est exprimé sur la courbe 2 : $\zeta = f\left(\frac{1}{m}\right)$.

m	1,00	1,35	2,00	3,00	4,00	7,00	∞
1) Tube circulaire							
ζ	2,70	2,00	1,50	1,25	1,15	1,06	1,00
2) Tube aplati							
ζ	2,00	1,63	1,35	1,19	1,12	1,04	1,00

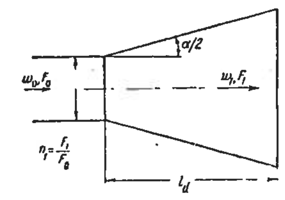
Sortie libre d'un tube (ou un canal) avec diverses répartitions des vitesses	Chapitre XI / Diagramme 11.1

(suite)

Caractère de la répartition des vitesses	Schéma	Coefficient de perte de charge : $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Répartition des vitesses d'après la loi de la fonction trigonométrique dans un tube plat : $\frac{w}{w_0} = 1 + \frac{\Delta w}{w_0} \sin 2k\pi \frac{2y}{b_0}$; k nombre entier		$\zeta = 1 + \frac{3}{2}\left(\frac{\Delta w}{w_0}\right)^2$ déterminé d'après la courbe $\zeta = f\left(\frac{\Delta w}{w_0}\right)$
Répartition non symétrique des vitesses dans un tube plat : $\frac{w}{w_0} = 0{,}585 + 1{,}64 \ldots \ldots \sin\left(0{,}2 + 1{,}95 \frac{2y}{b_0}\right)$		$\zeta = 3{,}67$
Répartition parabolique des vitesses : $\frac{w}{w_0} = 1 - \left(\frac{y}{R_0}\right)^2$		a) Tube à section circulaire (ou carrée) : $\zeta = 2$; b) Tube plat : $\zeta = 1{,}55$.

$\Delta w/w_0$	ζ
0,1	1,00
0,2	1,06
0,3	1,13
0,4	1,24
0,5	1,38
0,6	1,54
0,7	1,74
0,8	1,96
0,9	2,20
1,0	2,50

Sortie libre d'un diffuseur rectiligne à section circulaire	Chapitre XI / Diagramme 11.2



Valeurs de $\zeta_{calc.}$

$\frac{l_d}{D_0}$	$\alpha°$ 2	4	6	8	10	12	16	20	24	28	30
1,0	0,90	0,79	0,71	0,62	0,55	0,50	0,41	0,38	0,38	0,39	0,40
1,5	0,84	0,70	0,60	0,51	0,45	0,40	0,34	0,33	0,36	0,40	0,42
2,0	0,81	0,65	0,52	0,43	0,37	0,33	0,29	0,30	0,35	0,40	0,44
2,5	0,78	0,60	0,45	0,36	0,30	0,27	0,26	0,28	0,33	0,41	0,44
3,0	0,74	0,53	0,40	0,31	0,27	0,24	0,23	0,27	0,35	0,44	0,48
4,0	0,66	0,44	0,32	0,26	0,22	0,21	0,22	0,27	0,36	0,45	0,51
5,0	0,52	0,35	0,28	0,23	0,20	0,19	0,22	0,29	0,38	0,48	0,53
6,0	0,41	0,28	0,21	0,18	0,17	0,18	0,24	0,32	0,42	0,51	0,56
10,0	0,40	0,20	0,15	0,14	0,16	0,18	0,26	0,35	0,45	0,55	0,60

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = (1 + \sigma')\,\zeta_{calc}$$

(approximativement)

où ζ_{calc} est déterminé d'après le graphique *a* ;

σ' est déterminé approximativement d'après le graphique *b*.

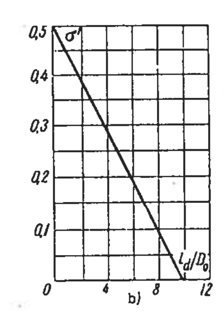
S'il y a un grillage à la sortie :

$$\zeta_{total} = \zeta + \frac{\zeta_c}{n^2},$$

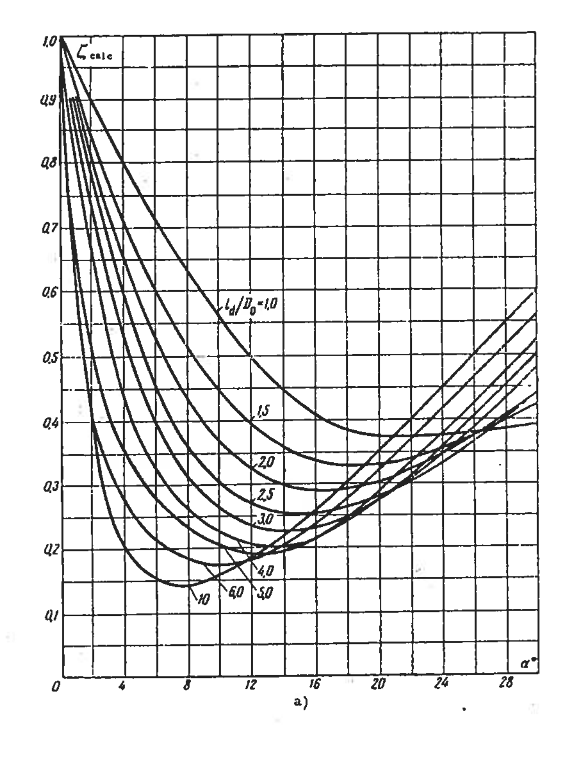
où ζ est déterminé d'après la formule principale,

ζ_c est équivalent à ζ dans les diagrammes 8.6.

$\frac{l_d}{D_0}$	1,0	2,0	4,0	6,0	10,0
σ	0,45	0,40	0,30	0,20	0,0



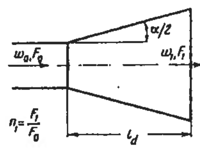
b)



a)

Sortie libre d'un diffuseur rectiligne, à section rectangulaire ou carrée

Chapitre XI
Diagramme 11.3



Valeurs de ζ_{calc}

$\frac{l_d}{D_0}$	α°								
	0	2	4	8	10	12	16	20	24
1,0	1,0	0,89	0,79	0,64	0,59	0,56	0,52	0,52	0,55
1,5	1,0	0,84	0,74	0,53	0,47	0,45	0,43	0,45	0,50
2,0	1,0	0,80	0,63	0,45	0,40	0,39	0,38	0,43	0,50
2,5	1,0	0,76	0,57	0,39	0,35	0,34	0,35	0,42	0,52
3,0	1,0	0,71	0,52	0,34	0,31	0,31	0,34	0,42	0,53
4,0	1,0	0,65	0,43	0,28	0,26	0,27	0,33	0,42	0,53
5,0	1,0	0,59	0,37	0,23	0,23	0,26	0,33	0,43	0,55
6,0	1,0	0,54	0,32	0,22	0,22	0,25	0,32	0,43	0,56
10	1,0	0,41	0,17	0,18	0,20	0,25	0,34	0,45	0,57

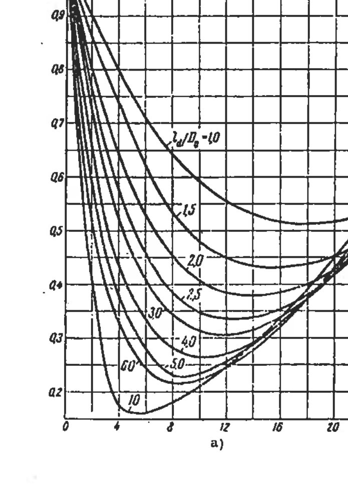
$D_H = \frac{4F_0}{\Pi_0}$; Π_0 : périmètre.

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = (1 + \sigma')\,\zeta_{calc}$$

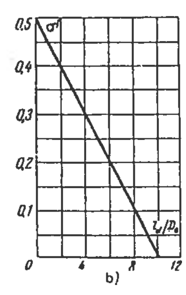
(très approximativement)

où ζ_{calc} est déterminé d'après le graphique *a* ;
σ' est déterminé approximativement d'après le graphique *b*.

$\frac{l_d}{D_0}$	1,0	2,0	4,0	6,0	10,0
σ'	0,45	0,40	0,30	0,20	0,0



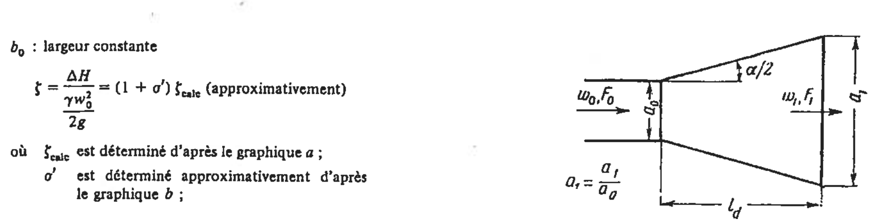
a)



b)

Sortie libre d'un diffuseur rectiligne aplati : $a_0/b_0 = 0,5$ à 2

Chapitre XI
Diagramme 11.4



b_0 : largeur constante

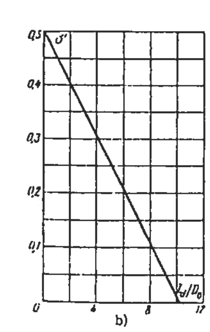
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = (1 + \sigma')\,\zeta_{calc} \text{ (approximativement)}$$

où ζ_{calc} est déterminé d'après le graphique *a* ;
σ' est déterminé approximativement d'après le graphique *b* ;

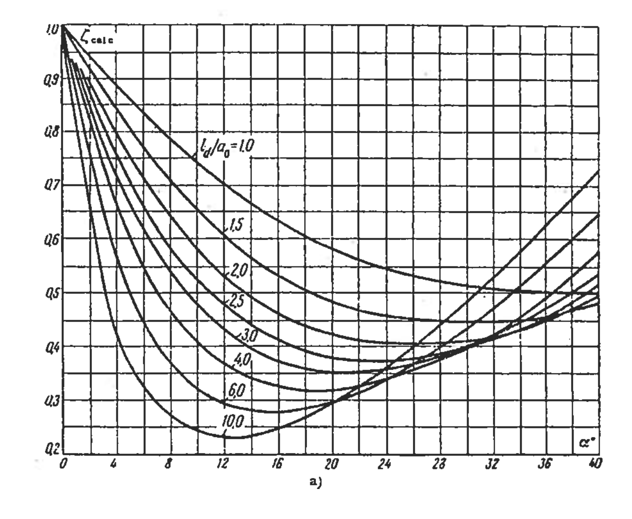
Valeurs de ζ_{calc}

$\frac{l_d}{a_0}$	α°													
	0	2	4	6	8	10	12	16	20	24	28	32	36	40
1,0	1,00	0,95	0,89	0,84	0,79	0,75	0,70	0,64	0,58	0,55	0,52	0,51	0,50	0,51
1,5	1,00	0,93	0,86	0,78	0,71	0,66	0,61	0,53	0,49	0,46	0,45	0,45	0,46	0,48
2,0	1,00	0,90	0,80	0,72	0,65	0,59	0,54	0,47	0,42	0,41	0,41	0,42	0,45	0,50
2,5	1,00	0,88	0,76	0,66	0,59	0,53	0,48	0,42	0,38	0,38	0,39	0,42	0,46	0,51
3,0	1,00	0,86	0,72	0,62	0,54	0,48	0,43	0,37	0,36	0,36	0,38	0,42	0,47	0,54
4,0	1,00	0,83	0,66	0,55	0,46	0,41	0,37	0,33	0,32	0,34	0,38	0,42	0,49	0,58
6,0	1,00	0,76	0,56	0,45	0,37	0,32	0,30	0,28	0,30	0,34	0,40	0,47	0,56	0,65
10,0	1,00	0,67	0,43	0,33	0,27	0,25	0,24	0,25	0,30	0,37	0,45	0,53	0,63	0,73

$\frac{l_d}{D_0}$	1,0	2,0	4,0	6,0	10,0
σ'	0,45	0,40	0,30	0,20	0,0



b)



a)

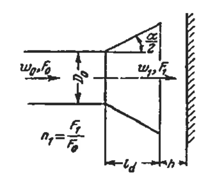
Sortie d'un diffuseur rectiligne sur un écran pour : $l_d/D_H = 1$

Chapitre XI

Diagramme 11.5

Valeurs de ζ

$\alpha°$	n_1	h/D_0									
		0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	1,0
0	1,0	-	-	-	-	-	-	1,37	1,20	1,11	1,00
15	1,59	-	-	-	1,50	1,06	0,72	0,61	0,59	0,58	0,58
30	2,37	-	-	1,23	0,79	0,66	0,64	0,66	0,66	0,67	0,67
45	3,34	-	1,50	0,85	0,73	0,75	0,79	0,81	0,82	0,82	0,82
60	4,65	-	0,98	0,76	0,80	0,90	0,96	1,00	1,01	1,02	1,02
90	9,07	1,50	0,72	0,74	0,83	0,89	0,94	0,96	0,98	1,00	1,00

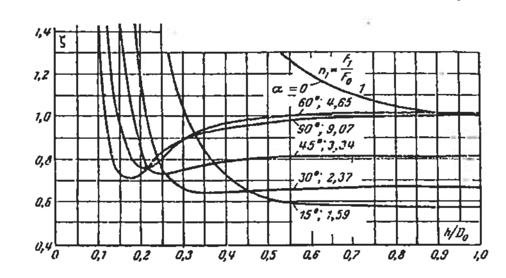


$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre.

$n_1 = \frac{F_1}{F_0}$.

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après la courbe

$\zeta = f\left(\frac{h}{D_0}\right)$



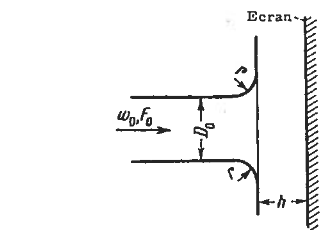
Sortie d'un tronçon droit à bords arrondis sur un écran

Chapitre XI

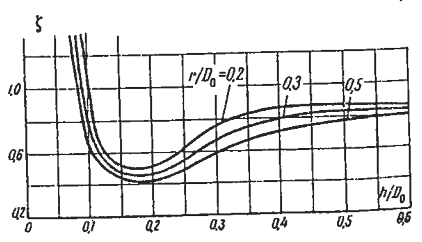
Diagramme 11.6

Valeurs de ζ

h/D_0	$r/D_0 = 0,2$	$r/D_0 = 0,3$	$r/D_0 = 0,5$
0,05	-	-	2,50
0,07	2,30	1,60	1,30
0,10	0,90	0,75	0,63
0,15	0,52	0,47	0,44
0,20	0,51	0,48	0,41
0,25	0,62	0,55	0,49
0,30	0,75	0,66	0,58
0,35	0,82	0,73	0,65
0,40	0,85	0,78	0,71
0,50	0,86	0,81	0,76
0,60	0,85	0,82	0,87
1,0	0,85	0,82	0,78



$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta = f\left(\frac{h}{D_0}\right)$ pour diverses valeurs de r/D_0.



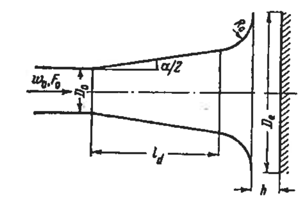
Sortie d'un diffuseur à bords arrondis ayant des paramètres optimaux, sur un écran

Chapitre XI

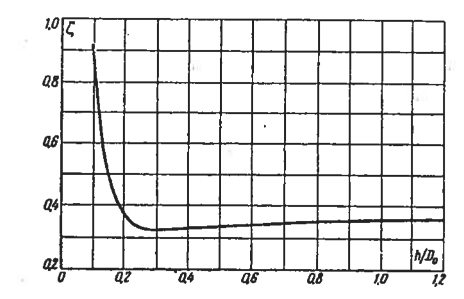
Diagramme 11.7

$\frac{l_d}{D_0} \simeq 2,5$; $\alpha \simeq 14°$; $\frac{R_0}{D_0} \simeq 0,7$; $\frac{D_e}{D_0} \simeq 3$.

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta = f\left(\frac{h}{D_0}\right)$



h/D_0	ζ
0,10	0,78
0,15	0,46
0,20	0,36
0,25	0,32
0,30	0,32
0,35	0,33
0,40	0,33
0,50	0,34
0,60	0,34
1,0	0,36



Sortie libre d'un diffuseur annulaire

Chapitre XI

Diagramme 11.8

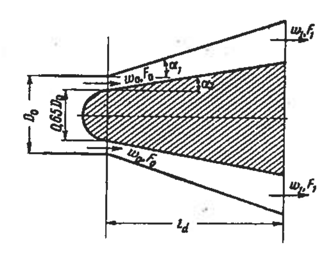
$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k_1 \zeta'$

où : ζ' est donné sur le tableau 11-3,

k_1 est donné sur le diagramme 5-18.

Tableau 11-3

l_d/D_0	0,75	1,0	1,5	1,75	2,0
α_1^0	12,5	12	6,7	8,7	6
α_2^0	0	9	3	6	3
ζ'	0,47	0,43	0,35	0,34	0,29



Sortie libre d'un diffuseur annulaire à écoulement radial, $\bar{d} = 0{,}688$

Chapitre XI

Diagramme 11.9

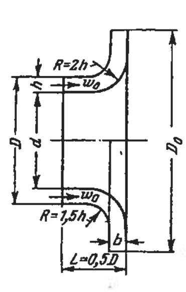
$$n = 2\frac{b}{h}\bar{D}\frac{1}{1+\bar{d}}\ ;$$

$$\bar{D} = \frac{D_d}{D_0}\ ;\ \bar{d} = \frac{d}{D_0}\ ;$$

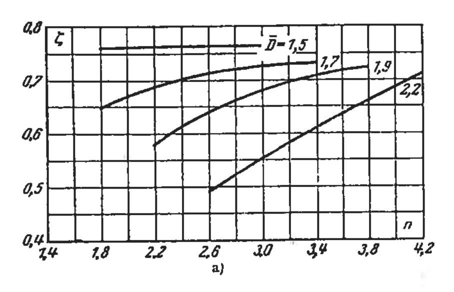
$$\bar{c}_{a_0} = w_0 = \frac{Q}{\frac{\pi}{4}(D_0^2 - d^2)\,u}\ ;$$

Q : débit, m^3/s ;

u : vitesse sur le rayon extérieur, m/s



$\zeta = \dfrac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta = f(n, \bar{D})$

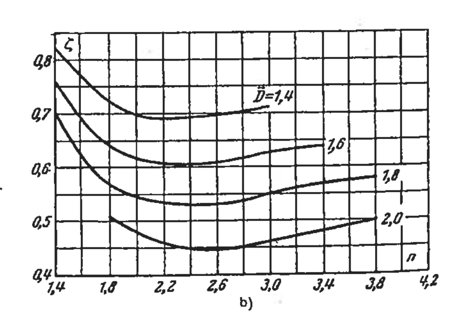


a)



Valeurs de ζ

$\bar{D}$	n							
	1,1	1,8	2,2	2,6	3,0	3,4	3,8	4,2
a) Diffuseur en aval d'un compresseur en fonctionnement $\bar{c}_{a_0} \cong 0{,}5$[1]								
1,5	-	0,76	0,76	0,76	0,76	-	-	-
1,7	-	0,65	0,69	0,71	0,72	0,73	-	-
1,9	-	-	0,58	0,64	0,67	0,71	0,72	-
2,2	-	-	-	0,49	0,55	0,61	0,66	0,71
b) Diffuseur sans compresseur en fonctionnement								
1,4	0,82	0,72	0,69	0,70	0,71	-	-	-
1,6	0,76	0,64	0,61	0,61	0,63	0,64	-	-
1,8	0,70	0,57	0,54	0,53	0,55	0,57	0,58	-
2,0	-	0,51	0,46	0,45	0,46	0,48	0,50	-



b)

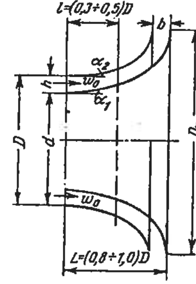
Sortie libre d'un diffuseur annulaire à écoulement mixte : $\bar{D} = 2{,}06$; $\bar{d} = 0{,}688$; $\alpha_2 = 8°$; $\bar{c}_{a_0} = 0{,}5$

Chapitre XI

Diagramme 11.10

Valeurs de ζ

α_1°	n							
	1,4	1,8	2,2	2,6	3,0	3,4	3,6	4,0
− 2	0,61	0,54	0,52	0,50	0,49	0,49	0,49	0,49
+ 2	0,56	0,45	0,43	0,42	0,43	0,44	0,45	0,47
+ 4	0,52	0,39	0,34	0,33	0,35	0,38	0,40	0,46



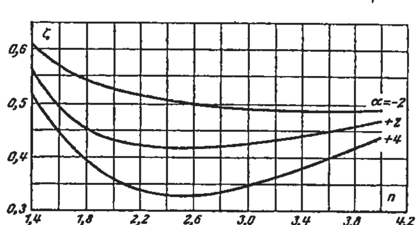
$\zeta = \dfrac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta = f(n, \bar{D})$

$$n = 2\frac{b}{h}\bar{D}\frac{1}{1+\bar{d}}\ ;\ \bar{D} = \frac{D_d}{D_0}\ ;\ \bar{d} = \frac{d}{D_0}\ ;$$

$$\bar{c}_{a_0} = w_0 = \frac{Q}{\frac{\pi}{4}(D_0^2 - d^2)\,u}\ ;$$

Q : débit, m^3/s ;

u : vitesse sur le rayon extérieur, m/s.



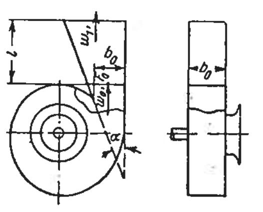
Sortie libre d'un diffuseur aplati non symétrique, en aval d'un ventilateur centrifuge, fonctionnant par aspiration

Chapitre XI

Diagramme 11.11

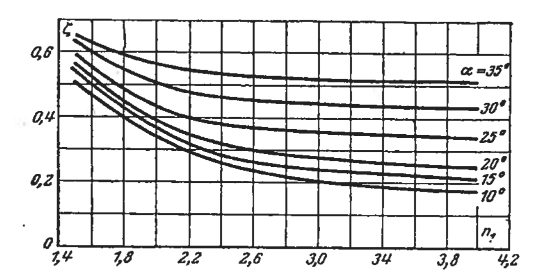
$$n_1 = \frac{F_1}{F_0}.$$

$\zeta = \dfrac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta = f(n_1)$ pour diverses valeurs de $\alpha°$.



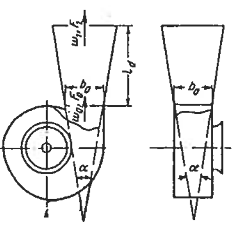
Valeurs de ζ

n_1 \ α	10°	15°	20°	25°	30°	35°
1,5	0,51	0,54	0,55	0,59	0,63	0,65
2,0	0,34	0,36	0,38	0,43	0,50	0,56
2,5	0,25	0,27	0,31	0,37	0,46	0,53
3,0	0,21	0,24	0,27	0,35	0,44	0,52
3,5	0,18	0,22	0,25	0,33	0,43	0,51
4,0	0,17	0,20	0,24	0,33	0,42	0,50



Sortie libre d'un diffuseur pyramidal, en aval d'un ventilateur centrifuge, fonctionnant par aspiration

Chapitre XI — Diagramme 11.12



$\zeta = \dfrac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta = f(n_1)$ pour diverses valeurs de $\alpha°$.

$$n_1 = \frac{F_1}{F_0}.$$

Valeurs de ζ

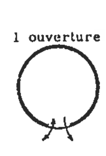
n_1	$\alpha = 10°$	$\alpha = 15°$	$\alpha = 20°$	$\alpha = 25°$	$\alpha = 30°$
1,5	0,54	0,67	0,75	0,80	0,85
2,0	0,42	0,58	0,67	0,74	0,78
2,5	0,37	0,53	0,65	0,72	0,76
3,0	0,34	0,51	0,64	0,70	0,75
3,5	0,32	0,50	0,64	0,70	0,75
4,0	0,31	0,51	0,65	0,72	0,76

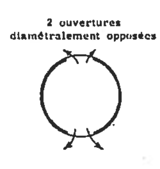
Sortie latérale par la dernière ouverture d'une conduite à section circulaire

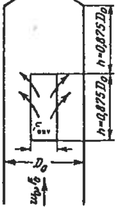
Chapitre XI — Diagramme 11.13

$\zeta = \dfrac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta = f(\bar{f})$,

où $\bar{f} = \dfrac{F_{ouv}}{F_0}$.

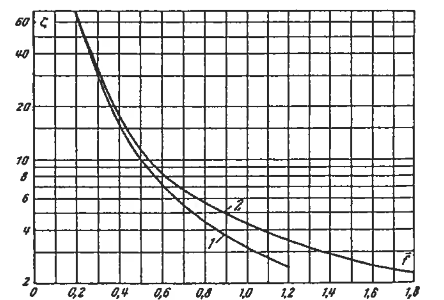






Valeurs de ζ

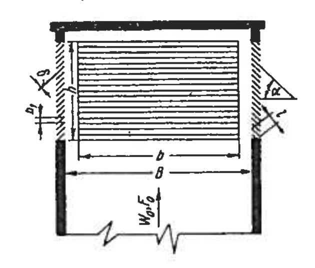
$\bar{f}$	1 ouverture	2 ouvertures
0,2	65,7	67,7
0,3	30,0	33,0
0,4	16,4	17,2
0,5	10,0	11,6
0,6	7,30	8,45
0,7	5,50	6,80
0,8	4,48	5,86
0,9	3,67	5,00
1,0	3,16	4,38
1,2	2,44	3,47
1,4	-	2,90
1,6	-	2,52
1,8	-	2,25



Cheminées de ventilation droites, à section rectangulaire; ouvertures latérales avec ou sans persienne fixe

Chapitre XI — Diagramme 11.14

$h/B = 0{,}5$; $\bar{f} = nbh/F_0$.



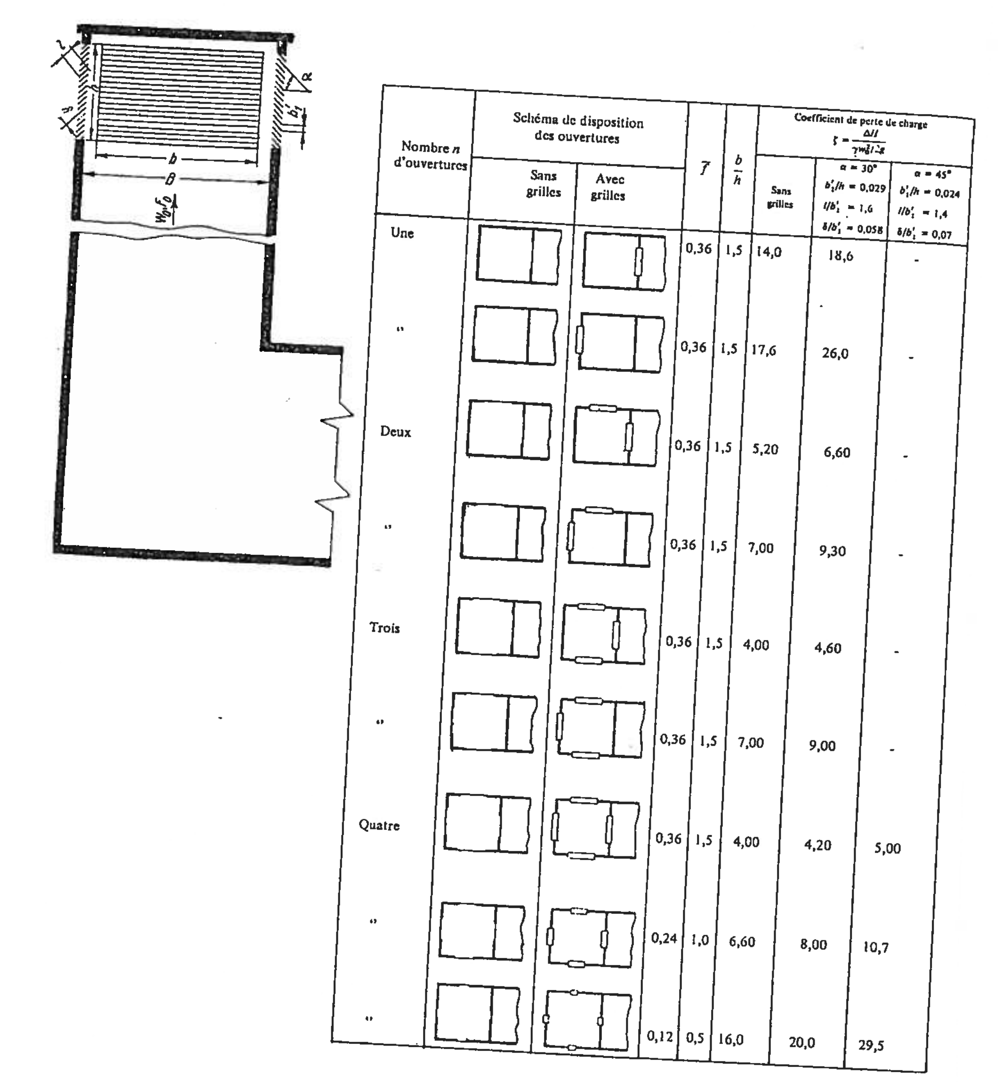
Nombre n d'ouvertures	Schéma de disposition des ouvertures: Sans grilles	Schéma de disposition des ouvertures: Avec grilles	$\bar{f}$	$\frac{b}{h}$	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\gamma w_0^2/2g}$: Sans grilles	$\alpha = 30°$, $b_1'/h = 0{,}029$, $l/b_1' = 1{,}6$, $\delta/b_1' = 0{,}058$	$\alpha = 45°$, $b_1'/h = 0{,}024$, $l/b_1' = 1{,}4$, $\delta/b_1' = 0{,}07$
Une			0,36	1,5	15,5	22,0	-
Deux			0,36	1,5	5,00	7,20	-
Trois			0,36	1,5	3,50	5,00	-
Quatre			0,36	1,5	2,20	2,60	3,50
"			0,24	1,0	5,30	7,00	10,0
"			0,12	0,5	15,6	19,6	29,0

Cheminées de ventilation à section rectangulaire, avec coude à angle droit; ouvertures latérales avec ou sans persienne fixe

Chapitre XI

Diagramme 11.15

$h/B = 0{,}5$; $\bar{f} = nbh$.



Nombre n d'ouvertures	Schéma de disposition des ouvertures: Sans grilles	Schéma de disposition des ouvertures: Avec grilles	$\bar{f}$	$\frac{b}{h}$	$\zeta = \frac{\Delta H}{\gamma w_0^2/2g}$: Sans grilles	ζ: $\alpha = 30°$, $b'_1/h = 0{,}029$, $l/b'_1 = 1{,}6$, $\delta/b'_1 = 0{,}058$	ζ: $\alpha = 45°$, $b'_1/h = 0{,}024$, $l/b'_1 = 1{,}4$, $\delta/b'_1 = 0{,}07$
Une			0,36	1,5	14,0	18,6	-
"			0,36	1,5	17,6	26,0	-
Deux			0,36	1,5	5,20	6,60	-
"			0,36	1,5	7,00	9,30	-
Trois			0,36	1,5	4,00	4,60	-
"			0,36	1,5	7,00	9,00	-
Quatre			0,36	1,5	4,00	4,20	5,00
"			0,24	1,0	6,60	8,00	10,7
"			0,12	0,5	16,0	20,0	29,5

Cheminées de ventilation droites à section circulaire : Re > 10^4

Chapitre XI

Diagramme 11.16

N°	Caractéristiques de la cheminée	Schéma
1	Avec un écran plat	
2	Avec un écran conique	
3	Avec un parapluie	
4	Avec un parapluie et un écran conique	
5	Avec un diffuseur et un parapluie	

Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\gamma w_0^2/2g}$

Valeurs de ζ

N	h/D_0 = 0,10	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,50	0,60	0,80	1,0
1	-	-	3,40	2,60	2,10	1,70	1,40	1,20	1,10	1,00
2	-	-	-	-	-	3,50	2,00	1,50	1,20	1,10
3	4,00	2,30	1,90	1,60	1,40	1,30	1,15	1,10	1,00	1,00
4	-	2,90	2,30	1,90	1,70	1,50	1,30	1,20	1,10	1,00
5	2,60	1,20	1,00	0,80	0,70	0,65	0,60	0,60	0,60	0,60

Buses d'aspiration

Chapitre XI
Diagramme 11.17

Désignation de la buse	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Avec trois diffuseurs		$\zeta = 1,1$
Demi-sphère avec ouvertures $F_{ouv}/F_0 = 0,56$		$\zeta = 1$
Demi-sphère avec ouvertures $F_{ouv}/F_0 = 3,9$		$\zeta = 1$
Demi-sphère avec fentes $F_{ouv}/F_0 = 1,4$		$\zeta = 2$
Cylindre à surface perforée $F_{ouv}/F_0 = 4,7$		$\zeta = 0,90$
Coude composé		$\frac{l}{D_0}$: 0,4 / 0,8 ; ζ: 1,52 / 1,41

Buse d'aspiration avec grille mince sur la sortie latérale

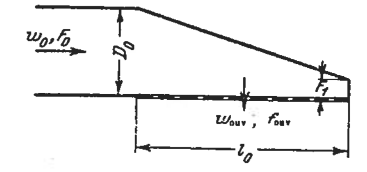
Chapitre XI
Diagramme 11.18



$D_H = 4F_0/\Pi_0$; Π_0 : périmètre.

$0,5 < \bar{f}_0 < 3$

$0 < \frac{F_1}{F_0} < 1$.



$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} \simeq \frac{1,8}{\bar{f}_0^2} + \left(\frac{l_0}{D_H}\right)^{0,15}$$

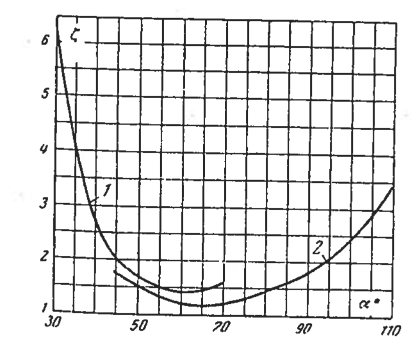
Le tableau donne ζ en fonction de $\frac{l_0}{D_H}$ et de $\bar{f}_0 = \frac{\Sigma f_{ouv}}{F_0}$

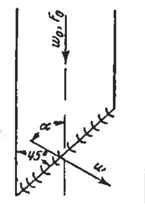
l_0/D_H	$\bar{f}_0$							
	0,5	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
10	8,61	6,41	4,22	3,21	2,21	1,86	1,69	1,61
20	8,77	5,57	4,38	3,37	2,37	2,02	1,85	1,77
30	8,87	6,67	4,48	3,47	2,47	2,12	1,95	1,87
40	8,94	6,74	4,55	3,54	2,54	2,19	2,02	1,94

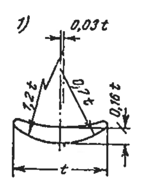
Buse d'aspiration construite par Baturin

Chapitre XI
Diagramme 11.19

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta = f(\alpha°)$







Valeurs de ζ

$\alpha°$	1 Aubes profilées	2 Aubes ordinaires
30	6,4	-
40	2,7	-
50	1,7	1,5
60	1,6	1,2
70	-	1,2
80	-	1,4
90	-	1,8
100	-	2,4
110	-	3,5

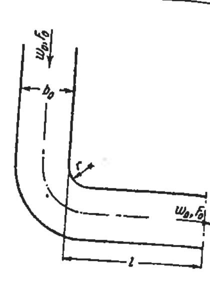
Sortie d'un coude à 90°

Chapitre XI

Diagramme 11.20

Valeurs de ζ_M

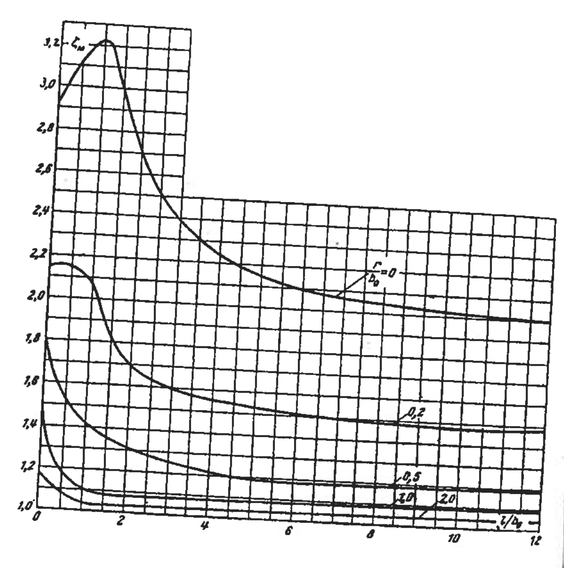
r/b_0	l/b_0									
	0	0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	6,0	8,0	12,0
0,0	2,95	3,13	3,23	3,00	2,72	2,40	2,24	2,10	2,05	2,00
0,2	2,15	2,15	2,08	1,84	1,70	1,60	1,56	1,52	1,49	1,48
0,5	1,80	1,54	1,43	1,36	1,32	1,26	1,22	1,19	1,19	1,19
1,0	1,46	1,19	1,11	1,09	1,09	1,09	1,09	1,09	1,09	1,09
2,0	1,19	1,10	1,06	1,04	1,04	1,04	1,04	1,04	1,04	1,04



$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \lambda \frac{l}{b_0}.$$

ζ_M est déterminé d'après la courbe $\zeta_M = f\left(\frac{l}{b_0}\right)$ pour diverses valeurs de r/b_0 ;

λ est déterminé d'après les diagrammes 2-1 à 2-5.



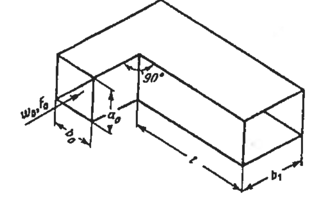
Sortie d'un coude brusque de 90° à section carrée ($a_0/b_0 = 1$), avec élargissement ou retrécissement de la section de sortie

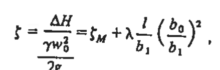
Chapitre XI

Diagramme 11.21

Valeurs de ζ_M

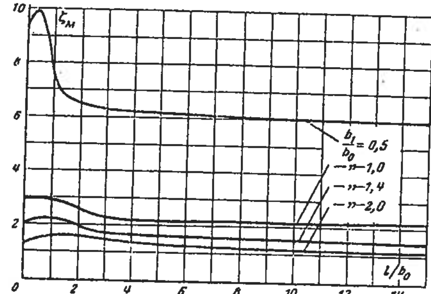
l/b_0	$b_1/b_0 = 0,5$	$b_1/b_0 = 1,0$	$b_1/b_0 = 1,4$	$b_1/b_0 = 2,0$
0	9,0	2,9	2,0	1,3
0,5	10	3,0	2,2	1,5
1,0	7,6	2,9	2,2	1,6
1,5	6,7	2,8	2,1	1,6
2,0	6,5	2,6	1,9	1,6
4,0	6,2	2,2	1,7	1,4
6,0	6,2	2,2	1,6	1,3
8,0	6,1	2,2	1,5	1,2
15,0	5,9	2,2	1,5	1,1





$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \lambda \frac{l}{b_1} \left(\frac{b_0}{b_1}\right)^2,$$

où : ζ_M = est déterminé d'après les courbes $\zeta_M = f\left(\frac{l}{b_1}\right)$ pour diverses valeurs de b_1/b_0 ; λ est déterminé d'après les diagrammes 2-1 à 2-5.



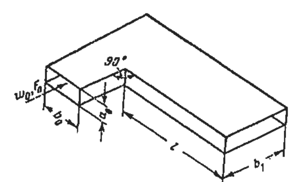
Sortie d'un coude plat de 90° ($a_0/b_0 = 0,25$), brusque, avec élargissement ou retrécissement de la section de sortie

Chapitre XI

Diagramme 11.22

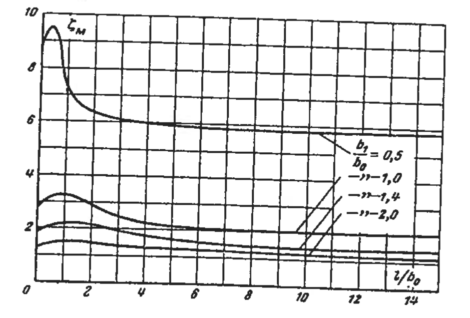
Valeurs de ζ_M

l/b_0	$b_1/b_0 = 0,5$	$b_1/b_0 = 1,0$	$b_1/b_0 = 1,4$	$b_1/b_0 = 2,0$
0	8,8	2,7	1,8	1,3
0,5	9,5	3,2	2,1	1,5
1,0	7,2	3,3	2,2	1,6
1,5	6,6	3,1	2,2	1,5
2,0	6,3	2,9	2,1	1,5
4,0	6,0	2,3	1,8	1,4
6,0	5,9	2,1	1,6	1,3
8,0	5,8	2,0	1,4	1,2
15,0	5,8	2,0	1,4	1,1



$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \lambda \frac{l}{b_1} \left(\frac{b_0}{b_1}\right)^2,$$

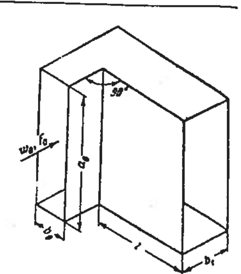
où : ζ_M est déterminé d'après les courbes $\zeta_M = f\left(\frac{l}{b_1}\right)$ pour diverses valeurs de b_1/b_0 ; λ est déterminé d'après les diagrammes 2-1 à 2-5.



Sortie d'un coude de 90°, rectangulaire ($a_0/b_0 = 4$), avec élargissement ou retrécissement de la section de sortie

Chapitre XI

Diagramme 11.23

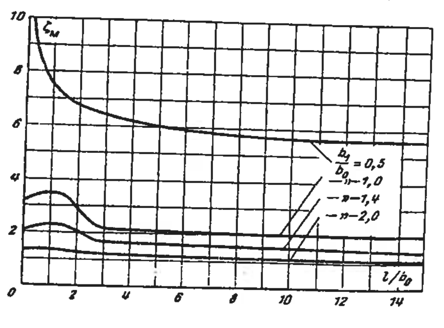


Valeurs de ζ_M

l/b_0	$b_1/b_0 = 0{,}5$	$b_1/b_0 = 1{,}0$	$b_1/b_0 = 1{,}4$	$b_1/b_0 = 2{,}0$
0	9,9	3,2	2,0	1,3
0,5	8,5	3,3	2,2	1,4
1,0	7,6	3,5	2,3	1,4
1,5	7,1	3,4	2,2	1,3
2,0	6,8	3,0	2,0	1,2
4,0	6,2	2,1	1,7	1,2
6,0	5,9	2,1	1,6	1,2
8,0	5,7	2,1	1,6	1,1
15,0	5,6	2,0	1,5	1,1

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_M + \lambda \frac{l}{b_1}\left(\frac{b_0}{b_1}\right)^2,$$

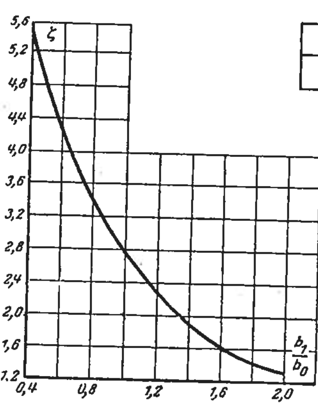
où : ζ_M est déterminé d'après la courbe $\zeta_M = f\left(\frac{l}{b_1}\right)$ pour diverses valeurs de b_1/b_0 ; λ est déterminé d'après les diagrammes 2-1 à 2-5.



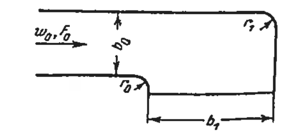
Sortie d'un coude arrondi ($r/b_0 = 0{,}2$), de 90°, la section de sortie étant élargie ou retrécie

Chapitre XI

Diagramme 11.24



b_1/b_0	0,5	1,0	2,0
ζ	4,92	2,80	1,3



$r_0 = r_1 = r.$

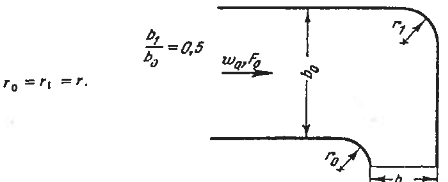
$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta = f\left(\frac{b_1}{b_0}\right)$.

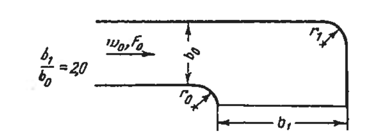
Sortie d'un coude arrondi, de 90°, la section de sortie étant multipliée ou divisée par deux

Chapitre XI

Diagramme 11.25

$r_0 = r_1 = r.$

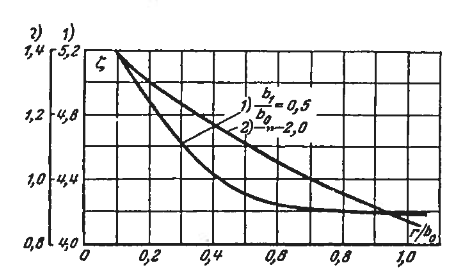




$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après les courbes $\zeta = f\left(\frac{r}{b_0}\right)$

Valeurs de ζ

r/b_0	1 $b_1/b_0 = 0{,}5$	2 $b_1/b_0 = 2{,}0$
0,1	5,20	1,40
0,2	4,92	1,30
0,3	4,64	1,23
0,4	4,44	1,17
0,5	4,31	1,11
0,6	4,24	1,05
0,8	4,20	0,95
1,0	4,18	0,87



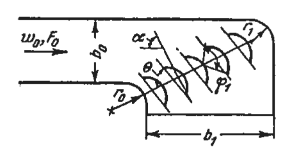
Sortie d'un coude arrondi de 90°, la section de sortie étant 2 fois plus grande ($b_1/b_0 = 2$), et avec cinq aubes directrices minces

Chapitre XI

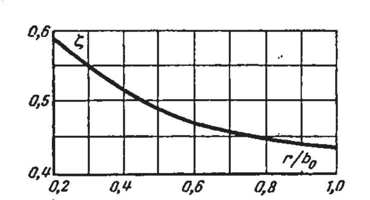
Diagramme 11.26

$r_0 = r_1 = r$

$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta = f\left(\frac{r}{b_0}\right)$



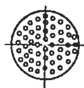
r/b_0	0,2	0,5	1,0
$\theta°$	70	72-74	72-74
$\varphi_1°$	154	99	90
ζ	0,59	0,49	0,44



Sortie d'un tube droit par un diaphragme ou un grille plane dont les ouvertures sont à arêtes vives ($l/d_H = 0$ à $0{,}015$)

Chapitre XI

Diagramme 11.27



a) $\mathrm{Re} = \frac{w_{ouv}\, d_H}{\nu} \geqslant 10^5$.

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = (1 + 0{,}707\sqrt{1-\bar{f}})^2 \frac{1}{\bar{f}^2}.$$

ζ est déterminé d'après la courbe $\zeta = f(\bar{f})$;

b) $\mathrm{Re} < 10^5$:

$$\zeta = (\zeta_\varphi + \varepsilon_0^{-\mathrm{Re}} \zeta_0^2)\frac{1}{\bar{f}^2},$$

où : ζ_φ est déterminé d'après les courbes $\zeta_\varphi = f(\mathrm{Re}, \bar{f})$ sur le graphique *a*) du diagramme 4-10 ;

$\varepsilon_0^{-\mathrm{Re}}$ est déterminé d'après la courbe $\varepsilon_0^{-\mathrm{Re}} = f(\mathrm{Re})$ sur le même graphique.

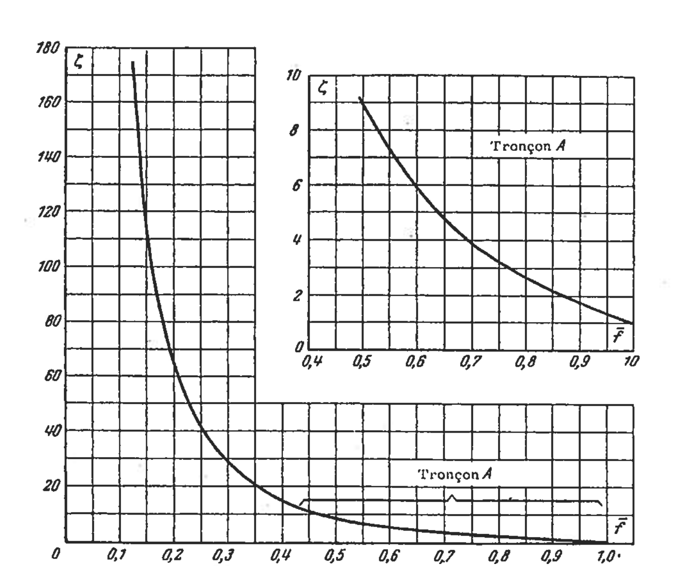
$\zeta_0 = 1 + 0{,}707\sqrt{1-\bar{f}}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta_0 = f(\bar{f})$ sur le graphique *b*) du même diagramme ;

ν est donné dans § 1-3, *b*.

$d_H = 4f_0/\Pi_{ouv}$: Π_{ouv} = périmètre

f_0 : aire d'une ouverture ;

F_{ouv} : section libre de la grille ou du diaphragme.



$\bar{f}$	ζ
0,05	1140
0,10	280
0,15	122
0,20	67
0,25	41,6
0,30	30,0
0,35	20,2
0,40	15,0
0,45	11,5
0,50	9,0
0,55	7,40
0,60	6,20
0,65	4,80
0,70	3,90
0,75	3,30
0,80	2,70
0,85	2,22
0,90	1,80
1,0	1,0

Sortie d'un tube droit par un diaphragme ou une grille épaisse

Chapitre XI

Diagramme 11.28

$$\bar{f} = \frac{F_{ouv}}{F_0}\ ;\quad d_H = \frac{4f_0}{\Pi_{ouv}}$$

Π_{ouv} : périmètre ;

f_0 : aire d'une ouverture ;

F_{ouv} : section vive du diaphragme, de la grille.

a) $\mathrm{Re} = \frac{w_{ouv}\, d_H}{\nu} > 10^4$:

$$\zeta = \left\{[1 + 0{,}5(1-\bar{f}) + \tau\sqrt{1-\bar{f}}] + \lambda\frac{l}{d_H}\right\}\frac{1}{\bar{f}^2}$$

$$= \left(\zeta_0 + \lambda\frac{l}{d_H}\right)\frac{1}{\bar{f}^2},$$

où τ est déterminé d'après la courbe $\tau = f\left(\frac{l}{d_H}\right)$;

$$\zeta_0 = 1 + 0{,}5(1-\bar{f}) + \tau\sqrt{1-\bar{f}}\ ;$$

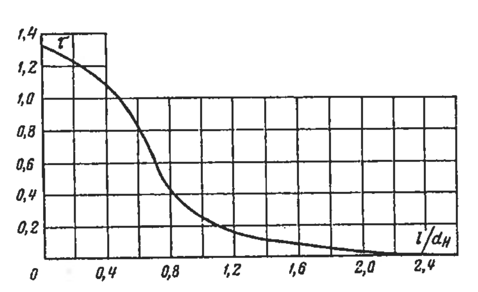
λ est déterminé d'après les diagrammes 2-1 à 2-5 ;

b) $\mathrm{Re} < 10^4$ (approximativement) :

$$\zeta = (\zeta_\varphi + \varepsilon_0^{-\mathrm{Re}}\zeta_0)\frac{1}{\bar{f}^2},$$

pour ζ_φ et $\varepsilon_0^{-\mathrm{Re}}$: voir le diagramme 4-10 ;
ν est donné dans § 1-3, *b*.

l/d_H	τ
0	1,35
0,2	1,22
0,4	1,10
0,6	0,84
0,8	0,42
1,0	0,24
1,2	0,16
1,6	0,07
2,0	0,02
2,4	0



Sortie d'un tube droit par un diaphragme ou une grille dont les ouvertures sont coupées dans le sens de l'écoulement ou arrondies

Chapitre XI — **Diagramme 11.29**

Forme des bords des ouvertures	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\gamma w_0^2/2g}$
Bords coupés dans le sens de l'écoulement		$Re = \frac{w_{ouv}\, d_H}{\nu} > 10^3$: $\zeta = \left[1 + \sqrt{\zeta'(1-\bar{f})}\right]^2 \frac{1}{\bar{f}^2}$, où ζ' est déterminé d'après la courbe $\zeta' = f\left(\frac{l}{d_H}\right)$.
Bords arrondis		$Re = \frac{w_{ouv}\, d_H}{\nu} > 10^3$: $\zeta = \left[1 + \sqrt{\zeta'(1-\bar{f})}\right]^2 \frac{1}{\bar{f}^2}$, où ζ' est déterminé d'après la courbe $\zeta' = f\left(\frac{r}{d_H}\right)$.

Bords coupés dans le sens de l'écoulement :

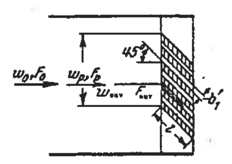
l/d_H	0,01	0,02	0,03	0,04	0,06	0,08	0,12	0,16
ζ'	0,46	0,42	0,38	0,35	0,29	0,23	0,16	0,13

Bords arrondis :

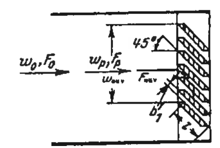
r/d_H	0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,08	0,12	0,16	0,20
ζ'	0,50	0,44	0,37	0,31	0,26	0,22	0,19	0,15	0,09	0,06	0,03

Sortie d'un canal droit à travers une persienne fixe

Chapitre XI — **Diagramme 11.30**



n° 1 : Bords d'entrée biseautés verticalement.



n° 2 : Bords d'entrée biseautés horizontalement.

1) $\frac{l}{b_1'} > \left(\frac{l}{b_1'}\right)_{opt}$

avec $\left(\frac{l}{b_1'}\right)_{opt} \simeq 11\,(1-\bar{f})$:

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = k\left[1 + 0{,}85\left(1 - \bar{f}\frac{F_p}{F_0}\right) + \zeta_f\right]\frac{1}{\bar{f}^2}\left(\frac{F_0}{F_p}\right)^2 = k\zeta'.$$

2) $\frac{l}{b_1'} < \left(\frac{l}{b_1'}\right)_{opt}$:

$$\zeta = k\zeta' + \Delta\zeta$$

$k = 1$ pour n° 1,
$k = 0{,}6$ pour n° 2.

$$\Delta\zeta = 0{,}5\left[11\,(1-\bar{f}) - \frac{l}{b_1'}\right]; \quad \zeta_f = \lambda\frac{l}{b_1'};$$

λ est déterminé d'après les diagrammes 2-1 à 2-5 ;

$\bar{f} = F_{ouv}/F_p$ (F_p : surface frontale de la grille ; F_{ouv} : section libre de la grille) ;

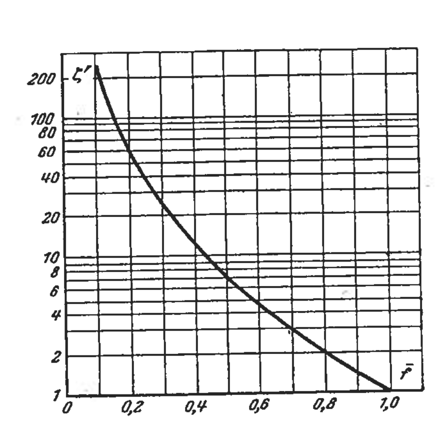
Si $l/b_1' = (l/b_1')_{opt}$, $F_{ouv}/F_p = F_{ouv}/F_0$ et $\lambda = 0{,}064$

(pour $Re = w_0 b_1'/\nu = 10^3$) ,

les valeurs de ζ' sont déterminées d'après la courbe $\zeta' = f(\bar{f})$;

ν est donné dans § 1-3, *b*.

$\bar{f}$	ζ'
0,1	247
0,2	55,0
0,3	23,8
0,4	12,3
0,5	7,00
0,6	4,60
0,7	3,00
0,8	2,06
0,9	1,43
1,0	1,00



Tronçons de sortie dans des conditions variées

Chapitre XI

Diagramme 11.31

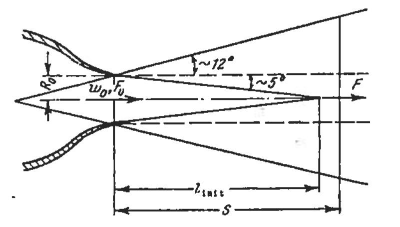
Conditions de sortie	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Sortie d'un tube droit avec grillage	w_0, F_0; w_{ouv}, F_{ouv}	$\zeta = 1 + \zeta_c$ où ζ_c est déterminé comme ζ d'une grille d'après le diagramme 8.6 (approximativement)
Sortie d'un socle avec grillage $\bar{f} = F_{ouv.}/F_p = 0,8$	$1,25 D_0$; grillage; D_0; w_0, F_0	$\zeta = 1,1$ (approximativement)
A travers une grille à persiennes normalisée estampée pour $\bar{f} = F_{ouv}/F_p \simeq 0,8$ l'ouverture étant maximale	w_{ouv}; I; I-I; w_0, F_0; w_{ouv}	$\zeta = 3$ à $3,5$ (approximativement)
A travers une grille ouvragée, formée d'une plaque estampée ou coulée	Voir diagramme 3.22	ζ est déterminé d'après la courbe $\zeta = f(\bar{f})$ du diagramme 11.27 (approximativement)
Buse se rétrécissant régulièrement	w_0, F_0; D_0; d; α	$\zeta = 1,05 \left(\frac{D_0}{d}\right)^4$

Jet libre à section circulaire

Chapitre XI

Diagramme 11.32

S/R_0	$\bar{q}$	$\bar{e}$	$\bar{e}_a$	w_m/w_0	$\bar{F}_{jet}$
0	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
5	1,52	0,70	0,64	1,00	5,57
10	2,38	0,61	0,48	1,00	13,8
15	3,24	0,40	0,24	0,64	25,7
20	4,12	0,31	0,16	0,51	41,50
25	5,00	0,26	0,10	0,42	60,80
30	5,86	0,22	0,07	0,36	83,90
40	7,62	0,17	0,04	0,27	141,00
50	9,37	0,14	0,01	0,22	213,00



$a' = 0,08$

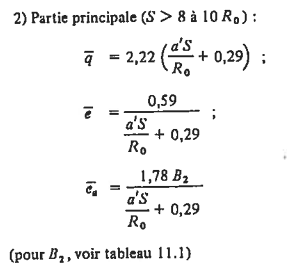
$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1 - \bar{e}$$

1/ Partie initiale ($S < 8$ à $10\,R_0$) :

$$\bar{q} = 1 + 0,76\frac{a'S}{R_0} + 1,32\left(\frac{a'S}{R_0}\right)^2;$$

$$\bar{e} = 1 - 1,03\frac{a'S}{R_0} + 0,68\left(\frac{a'S}{R_0}\right)^2;$$

$$\bar{e}_a = 1 - 1,14\frac{a'S}{R_0} + 0,61\left(\frac{a'S}{R_0}\right)^2.$$



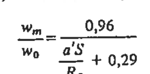
2) Partie principale ($S > 8$ à $10\,R_0$) :

$$\bar{q} = 2,22\left(\frac{a'S}{R_0} + 0,29\right);$$

$$\bar{e} = \frac{0,59}{\frac{a'S}{R_0} + 0,29};$$

$$\bar{e}_a = \frac{1,78\,B_2}{\frac{a'S}{R_0} + 0,29}$$

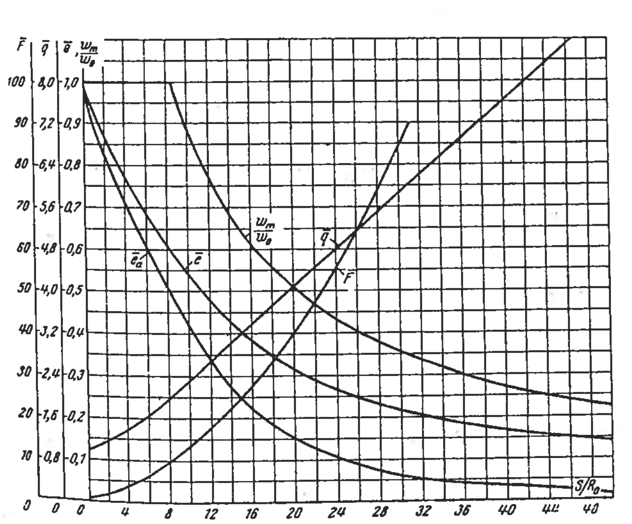
(pour B_2, voir tableau 11.1)



$$\frac{w_m}{w_0} = \frac{0,96}{\frac{a'S}{R_0} + 0,29}$$

3) Pour tout le jet :

$$\bar{F}_{jet} = \left(1 + 3,4\frac{a'S}{R_0}\right)^2$$



$\bar{q}$ est le débit adimensionnel à travers une section donnée du jet ;

$\bar{e}$ est la réserve adimensionnelle d'énergie dans une section donnée ;

$\bar{e}_a$ est la réserve adimensionnelle d'énergie de la masse constante du jet dans une section donnée ;

$\bar{F}_{jet}$ est la surface adimensionnelle d'une section donnée du jet.

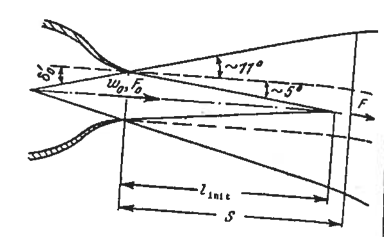
Les valeurs $\bar{q}$, $\bar{e}$, $\bar{e}_a$, w_m/w_0 et $\bar{F}_{jet}$ sont exprimées sur le graphique en fonction de S/R_0.

Jet libre parallèle plan

Chapitre XI

Diagramme 11.33

S/δ_0'	$\bar{q}$	$\bar{e}$	$\bar{e}_a$	w_m/w_0	F_{jet}
0	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
5	1,19	0,91	0,88	1,00	2,08
10	1,39	0,81	0,75	1,00	3,16
15	1,60	0,71	0,60	1,00	4,24
20	1,79	0,63	0,49	0,90	5,32
25	1,96	0,58	0,42	0,81	6,40
30	2,11	0,54	0,36	0,74	7,48
40	2,40	0,47	0,29	0,68	9,64
50	2,66	0,42	0,23	0,60	11,8
				0,56	



$$a' \simeq 0{,}09$$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1 - \bar{e}.$$

1) Partie initiale ($S < 10$ à $12\,\delta_0'$) :

$$\bar{q} = 1 + 0{,}43\frac{a'S}{\delta_0'}\,;$$

$$\bar{e} = 1 - 0{,}21\frac{a'S}{\delta_0'}\,;$$

$$\bar{e}_a = 1 - 0{,}275\frac{a'S}{\delta_0'}.$$

2) Partie principale ($S > 10$ à $12\,\delta_0'$) :

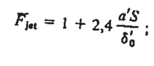
$$\bar{q} = 1{,}2\sqrt{\frac{a'S}{\delta_0'}} + 0{,}41\,;$$

$$\bar{e} = \frac{0{,}94}{\sqrt{\frac{a'S}{\delta_0'} + 0{,}41}}\,;$$

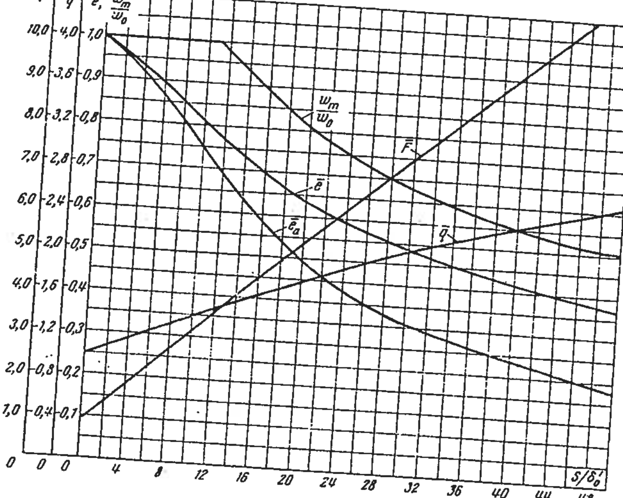
$$\bar{e}_a = \frac{1{,}73\,A_2}{\sqrt{\frac{a'S}{\delta_0'} + 0{,}41}} \quad \text{(pour } A_2\text{, voir tableau 11-2)}$$

$$\frac{w_m}{w_0} = \frac{1{,}2}{\sqrt{\frac{a'S}{\delta_0'} + 0{,}41}}$$

3) Pour tout le jet :



$$F_{jet} = 1 + 2{,}4\frac{a'S}{\delta_0'}\,;$$



$\bar{q}$ est le débit adimensionnel dans une section donnée du jet ;

$\bar{e}$ est la réserve adimensionnelle d'énergie dans une section donnée ;

$\bar{e}_a$ est la réserve adimensionnelle d'énergie de la masse constante du jet, dans une section donnée ;

F_{jet} surface adimensionnelle d'une section donnée du jet.

Les valeurs $\bar{q}$, $\bar{e}$, $\bar{e}_a$, w_m/w_0 et F_{jet} sont exprimées sur le graphique en fonction de S/δ_0'.

CHAPITRE XII

ÉCOULEMENT A TRAVERS DIVERS APPAREILS

(Coefficients de perte de charge dans des ensembles d'appareils)

12.1. NOTATIONS PRINCIPALES

F_0 — section d'entrée d'un appareil, un tube, ou section la plus étroite d'un radiateur, m^2 ;

F_1 — maître-couple d'un tissu filtrant, d'un radiateur, section totale d'un élément de cyclone, m^2 ;

F_K — section de la chambre de travail d'un appareil, m^2 ;

$n = F_K/F_0$ — coefficient d'élargissement de la section d'entrée d'un appareil ;

D_0 — diamètre de l'ouverture d'entrée d'un appareil, m ;

w_0 — vitesse moyenne de l'écoulement à l'entrée dans l'appareil, dans la section étroite d'un radiateur, m/s ;

w_1 — vitesse moyenne de l'écoulement au passage dans un tissu filtrant (vitesse de filtration), dans un radiateur, dans la section libre d'un corps de cyclone, m/s ;

ΔH — perte de pression (perte de charge) de l'appareil ou du dispositif, kgp/m^2 ;

ζ — coefficient de perte de charge :

M_0 — coefficient de quantité de mouvement pour l'ouverture d'entrée de l'appareil ;

N_0 — coefficient d'énergie cinétique pour l'ouverture d'entrée de l'appareil.

12.2. EXPLICATIONS ET RECOMMANDATIONS PRATIQUES

a) *Appareils pour l'épuration des gaz et de l'air.*

1. On peut diviser les appareils pour l'épuration des gaz et de l'air en plusieurs groupes, d'après les principes sur lesquels on base les processus de séparation des particules en suspension dans le gaz ou dans l'air. Ici on étudie la perte de charge des dépoussiéreurs à inertie, des cyclones (ordinaires ou en batterie), des dépoussiéreurs hydrauliques ou laveurs, des filtres (poreux ou en tissu), des électrofiltres.

2. Les dépoussiéreurs à inertie comportent une grille de lames fixes; l'écoulement est divisé en petits filets par les lames et tourne brusquement autour d'elles (fig. 12.1). Ainsi des forces centrifuges prennent naissance, sous l'action desquelles les particules de poussière se séparent du courant. Ce processus est favorisé par le choc des particules contre les lames.

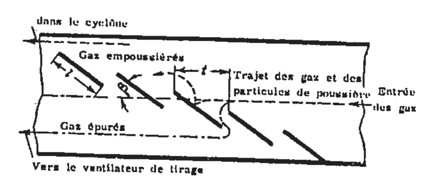


FIG. 12.1. — Schéma de fonctionnement d'un dépoussiéreur à inertie

Le degré d'épuration du gaz dépend de la vitesse de l'écoulement frappant les lames, des dimensions des poussières, de leur poids spécifique, de la viscosité et du poids spécifique du gaz, du rayon de courbure de la trajectoire décrite par chaque filet qui traverse la grille, ainsi que de la structure du dépoussiéreur.

3. Le processus de séparation des particules en suspension dans les cyclones est basé sur l'utilisation des forces centrifuges qui prennent naissance lors du mouvement en spirale dans le corps du cyclone, depuis l'entrée tangentielle jusqu'à l'ouverture d'évacuation des poussières au fond (fig. 12.2). Le long de la

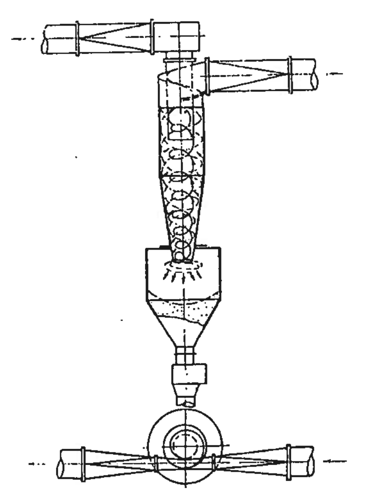


Fig. 12.2. — Schéma de la trajectoire des gaz dans le corps d'un cyclone

spirale descendante, la partie de l'écoulement dont la vitesse diminue se dirige vers un tuyau d'échappement, mais les particules qui y sont en suspension sont projetées sur les parois et continuent à se diriger vers l'ouverture d'évacuation des poussières, en même temps que le reste de l'écoulement.

Une certaine partie de l'écoulement qui tourne dans la spirale extérieure, passe à travers l'ouverture d'évacuation dans la trémie, entraînant avec elle des particules en suspension. Dans la trémie, le courant perd progressivement sa vitesse, et les particules tombent.

Le courant nettoyé sortant de la trémie passe inversement dans le corps du cyclone, à travers l'ouverture, mais suivant une spirale ascendante. Le mouvement se poursuit le long de cette spirale jusqu'à l'entrée dans le tuyau d'échappement et dans le tuyau lui-même. Ainsi, le courant épuré se réunit à la partie qui s'était séparée de la spirale descendante.

4. Le degré d'épuration dans les cyclones dépend de la structure et des dimensions du cyclone, de la vitesse de circulation du gaz à dépoussiérer, des propriétés physiques des poussières et de leurs dimensions, des propriétés physiques du fluide en déplacement, de la concentration en poussières, et d'autres facteurs. En règle générale, la meilleure efficacité est obtenue pour des particules de dimensions supérieures à 5 μ.

5. Le rendement du cyclone est en fonction de sa perte de charge hydraulique. Plus faible est le coefficient de perte de charge du cyclone, plus grand est son rendement. En théorie, le coefficient de perte de charge d'un cyclone peut être évalué d'après la méthode de Klgacko [12.18] ou Minskij [12.25].

On indique ici les valeurs expérimentales des coefficients de perte de charge de différents types de cyclones.

Puisque pour comparer le fonctionnement d'une série de types de cyclones, le paramètre le plus caractéristique est la vitesse de circulation des gaz dans leur corps, mais que dans les calculs il est commode d'utiliser la vitesse à l'entrée, on donne deux coefficients de perte de charge d'un cyclone : l'un est rapporté à la vitesse moyenne à l'entrée :

$$\zeta_0 = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$$

l'autre est rapporté à la vitesse moyenne dans la section transversale du corps du cyclone :

$$\zeta_1 = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}}$$

6. Le rendement du cyclone est d'autant plus élevé que le diamètre est plus grand, mais le degré

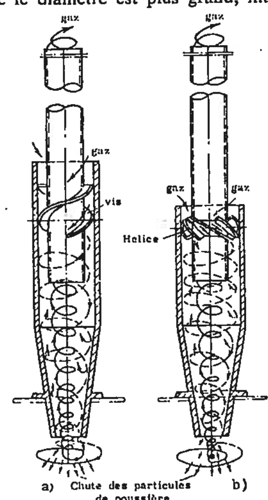


Fig. 12.3. — Eléments d'un cyclone en batterie
a) avec une pale en spirale
b) avec une hélice à pales

de dépoussiérage diminue lorsque le diamètre augmente; ainsi pour de grandes quantités de gaz à épurer, il est plus avantageux de remplacer un seul cyclone de grandes dimensions par un groupe de cyclones de petit diamètre, ou par une batterie de cyclones. Cette dernière diffère d'un groupe de cyclones par des dimensions beaucoup plus petites, et aussi par la construction. En particulier, pour entretenir le mouvement giratoire dans les éléments d'une batterie, on y installe des appareils directionnels spéciaux (hélice à pales installées sous un angle de 25 à 30° par rapport à l'axe du cyclone, ou pale spirale, fig. 12.3).

7. Pour augmenter le degré d'épuration, on utilise souvent des dépoussiéreurs à voie humide. L'amélioration du dépoussiérage dans ces appareils, est produite par pulvérisation d'eau ou léchage.

Dans les diagrammes 12.6 à 12.8, on donne les valeurs des coefficients de perte de charge de différents types de dépoussiéreurs humides.

8. Au nombre des appareils d'épuration humide, de grande efficacité, on compte : le laveur turbulent (Scrubber Venturi), formé de deux parties principales : le tube pulvérisateur 1, en forme de Venturi, et le capteur de gouttes 2 (fig. 12.4). La particularité distinctive de cet appareil est la grande vitesse de l'écoulement dans son orifice (60 à 150 m/s). Grâce à la grande vitesse de l'écoulement gazeux dans l'orifice, le liquide qui entre dans le tube pulvérisateur en jets ou en gouttes, se divise en minuscules gouttelettes, avec une grande surface totale (nombre élevé de particules dans l'unité de volume). De plus, la vitesse élevée accroît la turbulence de l'écoulement. Ces facteurs élèvent la probabilité de captation des particules solides par les particules liquides dans le gaz poussiéreux. Il en résulte que le processus d'épuration dans cet appareil peut être considéré en général comme un processus de coagulation. Les par-

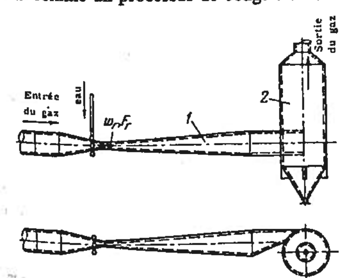


Fig. 12.4. — Tube-pulvérisateur ou laveur (scrubber Venturi)

ticules coagulées sont ensuites extraites dans la deuxième partie, le capteur de gouttes.

9. Le coefficient de perte de charge du tube pulvérisateur est déterminé en se basant sur les données de Teverovskij, Sajcev et Muraskevic [12.9], [12.26], [12.34 et 12.35] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_g w_g^2}{2g}} = \zeta_g + \zeta_l \frac{\gamma_l}{\gamma_g} m \qquad (12.1)$$

avec :

$\zeta_g = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_g w_g^2}{2g}}$: Coefficient de perte de charge du tube pulvérisateur sans arrosage liquide ; il peut être déterminé approximativement comme la somme des coefficients de perte de charge du convergent, du divergent et du tronçon droit d'après les données des chapitres II, III et V ;

ζ_l : Coefficient de perte de charge du tube pulvérisateur, en tenant compte de l'effet de l'arrosage liquide ; les valeurs de ce coefficient sont indiquées sur le diagramme 12.6 ;

w_g : Vitesse moyenne du gaz actif à l'orifice du tube pulvérisateur, m/s ;

γ_g, γ_l : Poids spécifique, respectivement du gaz actif dans l'orifice du tube pulvérisateur et du liquide pulvérisé, kgp/m^3 ;

m : Débit spécifique du liquide pulvérisé, en litre par m^3 de gaz.

La résistance hydraulique du capteur de gouttes est déterminée en fonction du type de cet appareil d'après les données du chapitre XII.

10. Pour épurer à sec un gaz des poussières en suspension, on utilise couramment les filtres en tissu. A la différence d'un tissu utilisé avec un gaz propre (exempt de poussière), la perte de charge d'un tissu de filtration augmente avec le temps. Cet accroissement de perte de charge est provoqué par l'encrassement des pores du tissu du côté où pénètre le gaz empoussiéré, les particules de poussière qui se déposent s'accrochant entre elles et formant dans les pores et à la surface du tissu une couche poreuse « secondaire » (participant, à son tour, au processus d'extraction de la poussière du gaz). A mesure que les pores du tissu sont bouchés par les particules de poussière et que l'épaisseur de la couche de poussière augmente, la perte de charge du milieu poreux filtrant (tissu plus poussière) augmente aussi.

11. Il est proposé de considérer la perte de charge du tissu filtrant encrassé comme formée de deux par-

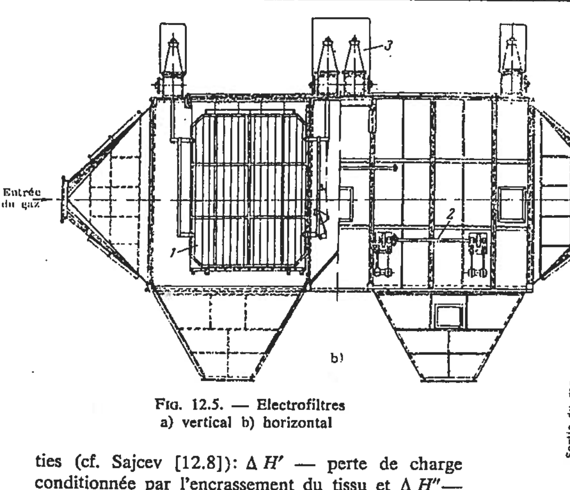


FIG. 12.5. — Electrofiltres
a) vertical b) horizontal

ties (cf. Sajcev [12.8]): $\Delta H'$ — perte de charge conditionnée par l'encrassement du tissu et $\Delta H''$ — perte de charge de la couche de poussière, otée périodiquement.

En se basant là-dessus. il est recommandé (voir Gordon et Aladzalov [12.7]) de calculer la perte de charge générale d'un tissu encrassé, d'après la formule à deux termes :

$$\Delta H = (A + Bp)\,\eta\, w_1 \quad kgp/m^2 \qquad (12.2)$$

avec :

A : Coefficient expérimental. dépendant de la dimension de la poussière, du type du tissu, et de la teneur en impuretés ;

B : Coefficient expérimental dépendant du poids de la poussière et de la perméabilité de la couche de poussière ;

η : Coefficient de viscosité dynamique du gaz, $kgp.s/m^2$;

p : Teneur en impuretés du gaz, kg/m^2 ;

w_1 : Vitesse de filtration (débit relatif sur le tissu), $m^3/m^2.s$.

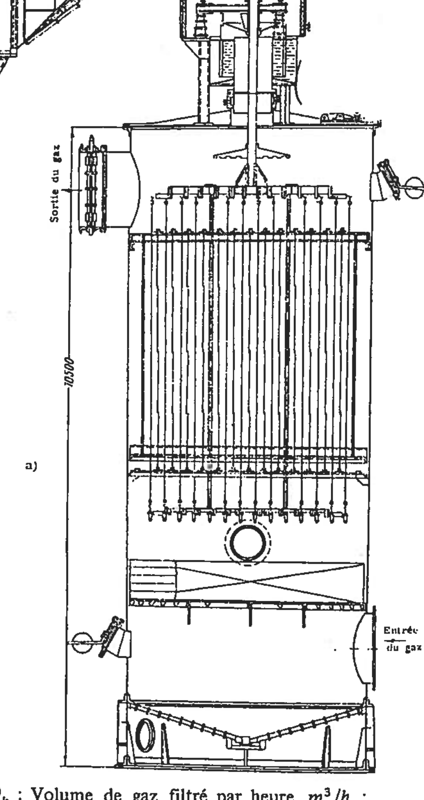
12. Dans certains cas, la perte de charge d'un tissu encrassé est donnée sous une forme différente (cf. Rekk [12.30]) :

$$\Delta H = (A_0 + A_0')\, Q_T^m \qquad (12.3)$$

où :

A_0 et A_0' : sont des coefficients de proportionnalité ; ils dépendent des dimensions de la poussière, de la texture du tissu, et de lateneur en poussière ;

$Q_T = Q_h/F_1$: Charge spécifique horaire du tissu ; $m^3/m^2.h$;



Q_h : Volume de gaz filtré par heure, m^3/h ;

F_1 : Superficie du tissu filtrant, m^2.

Sous cette forme, les valeurs de ΔH sont données pour différents tissus dans les diagrammes 12.13 à 12.18.

13. Les principales pertes de pression dans les filtres à manches sont concentrées dans les manches

en tissu, c'est pourquoi la perte de charge dans ces filtres peut être évaluée en règle générale d'après les données sur la perte de charge pour les différents tissus.

Sur les diagrammes 12.20 et 12.21, on donne les caractéristiques et la perte de charge des filtres à manches de deux types courants.

14. On obtient un dépoussiérage efficace en utilisant des couches poreuses : matériaux en poudre ou en fragments (sable, gravier, scories, anneaux Raschig, etc.), empilages de grilles métalliques, avec des matériaux poreux spéciaux, filtres en fibre de verre, filtres en papier, etc.

La perte de charge de certains de ces filtres peut être déterminée en se basant sur les mêmes données que pour les grilles et les grillages (voir chapitre VIII).

15. Dans presque tous les types d'électrofiltres industriels (fig. 12.5), les pertes de pression dans l'ensemble du système comprennent :

1) Les pertes à l'entrée dans la chambre active;

2) Les pertes à la sortie de la chambre active;

3) Les pertes au passage entre les électrodes(dans le cas d'un électrofiltre à plaques, entre les plaques de précipitation, et dans le cas d'un électrofiltre à tubes, le long des tubes de précipitation).

On peut considérer le coefficient global de perte de charge d'un électrofiltre comme la somme :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_{ent.} + \zeta_{sort.} + \zeta_K \qquad (12.4)$$

avec :

$\zeta_{ent.}$: Coefficient de perte de charge du tronçon d'entrée de l'appareil, rapporté à la vitesse w_0 à l'entrée ;

$\zeta_{sort.}$: Coefficient de perte de charge du tronçon de sortie ; rapporté à la même vitesse w_0 ;

ζ_K : Coefficient de perte de charge dans la chambre active de l'appareil avec électrodes de précipitation, rapporté à la même vitesse w_0.

16. Dans presque tous les appareils industriels, l'écoulement gazeux pénètre dans la chambre active par un élargissement brusque* (fig. 12.5, *a* et *b*); par conséquent le coefficient de perte de charge à l'entrée, en l'absence de dispositifs de répartition du gaz, peut être déterminé d'après la formule (4.3') :

$$\zeta_{ent.} = \frac{\Delta H_{ent.}}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = N_0\left(1 - \frac{2}{3n}\right) + \frac{1}{n^2} - \frac{4}{3n} \qquad (12.5)$$

avec :

$n = F_K/F_0$: rapport entre la section de la chambre active et l'ouverture d'entrée ;

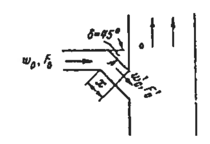
$N_0 = \frac{1}{F_0}\int_{F_0}\left(\frac{w}{w_0}\right)^3 dF$: coefficient d'énergie cinétique, caractérisant la répartition à l'entrée de l'appareil. Les valeurs de ce coefficient, ainsi que celles du coefficient de quantité de mouvement :

$$M_0 = \frac{1}{F_0}\int_{F_0}\left(\frac{w}{w_0}\right)^2 dF \text{ (approximativement)}$$

sont indiquées dans les tableaux 12.1 à 12.8 pour différents cas de pénétration de l'écoulement dans l'appareil.

Tableau 12.1

Coude $\delta = 45°$; $r/b_0 = 0$

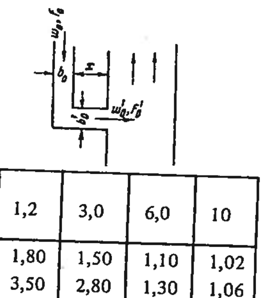


$\frac{x}{b_0} \approx$	0 — 1,2	3,25	≥ 5,0
$M_0 \approx$	1,12	1,08	1,02
$N_0 \approx$	1,36	1,25	1,06

* Dans le cas où l'écoulement passé par un diffuseur (électrofiltres horizontaux), on peut aussi considérer qu'il y a un élargissement brusque, puisque en général l'angle au sommet du diffuseur est supérieur à 60-90°.

Tableau 12-2

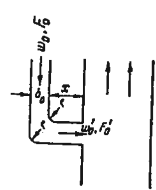
Coude $\delta = 90°$; $r/b_0 = 0$; $b'_0/b_0 = 1$



$\frac{x}{b_0} \approx$	1,2	3,0	6,0	10
$M_0 \approx$	1,80	1,50	1,10	1,02
$N_0 \approx$	3,50	2,80	1,30	1,06

Tableau 12-3

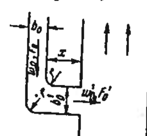
Coude $\delta = 90°$; $r/b_0 = 0{,}1$; $b'_0/b_0 = 1$



$\frac{x}{b_0}$	0 – 0,5	1,5	3,0	6,0	8,0
$M_0 \approx$	1,40	1,25	1,12	1,06	1,02
$N_0 \approx$	2,30	1,75	1,36	1,18	1,06

Tableau 12-4

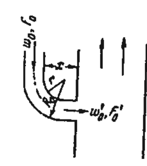
Coude $\delta = 90°$ avec élargissement ($F'_0/F_0 = 1{,}3$) ; $r/b_0 = 0{,}18$



$\frac{x}{b_0}$	0 – 0,5	1,5	3,0	6,0	10
$M_0 \approx$	1,70	1,40	1,25	1,10	1,02
$N_0 \approx$	3,20	2,30	1,75	1,30	1,06

Tableau 12-5

Coude à parois concentriques $\delta = 90°$; $r/b_0 = 0{,}5$



$\frac{x}{b_0}$	0 – 0,5	1,0	2,0	3,0	4,0
$M_0 \approx$	1,25	1,13	1,07	1,03	1,02
$N_0 \approx$	1,80	1,40	1,21	1,10,	1,06

Le coefficient de perte de charge à la sortie peut être déterminé d'après la formule (3.3) :

$$\zeta_{sort.} = \frac{\Delta H_{sort.}}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta' \left(1 - \frac{F_{sort.}}{F_K}\right) \left(\frac{F_0}{F_{sort.}}\right)^2 \qquad (12.6)$$

avec :

ζ' — coefficient d'atténuation à l'entrée, déterminé comme ζ dans les diagrammes 3.1 à 3.3, 3.5 et 3.6 ;

$F_{sort.}$ — aire de la section étroite du tronçon de sortie m^2.

Le coefficient de perte de charge de la chambre active peut être déterminé d'après la formule :

$$\zeta_K = \frac{\Delta H_K}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta'_{ent.} + \zeta'_{sort.} + \zeta_f \qquad (12.7)$$

avec :

$\zeta'_{ent.} = 0{,}5 \left(1 - \frac{F_e}{F_K}\right) \left(\frac{F_0}{F_e}\right)^2$: coefficient de perte de charge à l'entrée dans l'espace séparant les électrodes ;

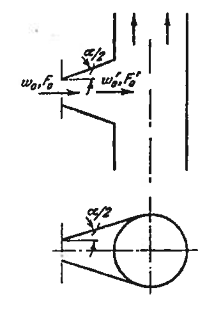
$\zeta'_{sort.} = \left(1 - \frac{F_e}{F_K}\right)^2 \left(\frac{F_0}{F_e}\right)^2$: coefficient de perte de charge à la sortie de l'espace séparant les électrodes.

$\zeta_f = \lambda \frac{l_e}{D_e} \left(\frac{F_0}{F_e}\right)^2$: coefficient de perte de charge par frottement dans l'espace compris entre les électrodes.

F_e — Surface totale de l'espace compris entre les pla-

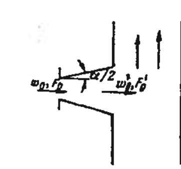
Tableau 12-6

Diffuseur à section arrondie ou rectangulaire avec élargissement dans les deux plans.



	α = 6°				α = 10°			
$n = \frac{F'_0}{F_0}$	3,0	4,0	6,0	10	3,0	4,0	6,0	10
$M_0 \approx$	1,15	1,20	1,40	1,25	1,20	1,30	1,90	1,40
$N_0 \approx$	1,45	1,60	2,20	1,75	1,60	1,90	3,70	2,20
	α = 15°				α = 30°			
$M_0 \approx$	1,50	1,85	2,30	1,80	2,00	2,50	3,10	2,55
$N_0 \approx$	2,50	3,50	4,80	3,40	4,00	5,30	7,20	5,70
	α = 45°				α = 60°			
$M_0 \approx$	2,50	2,90	3,90	4,50	2,70	3,30	4,50	5,90
$N_0 \approx$	6,00	6,90	9,70	11,5	5,80	8,00	11,5	15,7
	α = 90°				α = 180°			
$M_0 \approx$	2,80	3,75	5,20	7,00	4,00	5,10	7,30	9,00
$N_0 \approx$	6,90	9,00	13,5	19,0	10,0	13,0	20,0	25,0

Tableau 12-7 - Diffuseur aplati.



	α = 6°				α = 10°			
$n = \frac{F'_0}{F_0}$	3,0	4,0	6,0	10	3,0	4,0	6,0	10
$M_0 \approx$	1,10	1,15	1,35	1,15	1,12	1,20	1,60	1,30
$N_0 \approx$	1,30	1,45	2,05	1,45	1,36	1,60	2,80	1,90
	α = 15°				α = 30°			
$M_0 \approx$	1,40	1,50	1,70	1,40	1,80	2,50	2,20	1,80
$N_0 \approx$	2,20	2,50	3,10	2,20	3,40	5,40	4,60	3,40
	α = 45°				α = 60°			
$M_0 \approx$	2,00	2,60	2,30	2,00	2,10	2,90	3,70	3,50
$N_0 \approx$	4,00	5,80	4,90	4,00	4,30	7,00	9,00	8,50
	α = 90°				α = 180°			
$M_0 \approx$	2,25	3,20	4,80	6,60	3,00	4,50	7,00	8,00
$N_0 \approx$	5,10	7,80	13,5	17,0	7,00	11,5	19,0	22,0

ques de précipitation ou surface totale de la section des tubes de précipitation, m^2 ;

l_e — Longueur des plaques ou des tubes de précipitation, m ;

$D_e = 4F_e/\Pi_e$: Diamètre hydraulique de l'espace entre les plaques ou diamètre des tubes, m ;

Π_e — Périmètre de l'espace entre les plaques ou de la section des tubes, m.

17. Dans de nombreux appareils, parmi lesquels on compte les électrofiltres, pour que la distribution de l'écoulement soit régulière après son entrée dans la chambre active, on installe des grilles de répartition du gaz. On peut considérer l'ensemble, depuis la section initiale du raccord d'amenée jusqu'à la grille comprise, comme un seul tronçon.

Le passage de l'écoulement dans la chambre active peut s'effectuer ainsi d'après les trois principaux schémas suivants :

1) L'écoulement frappe la grille en son centre (fig. 12.6, *a*) ;

2) L'écoulement frappe la grille sur sa périphérie (fig. 12.6, *b*);

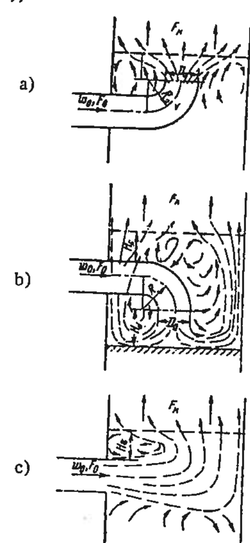


FIG. 12.6. — Différents schémas de l'entrée de l'écoulement dans l'appareil
a) L'écoulement frappe la grille de répartition du gaz en son centre.
b) L'écoulement frappe la grille sur son pourtour.
c) L'écoulement frappe la grille latéralement.

3) L'écoulement frappe la grille latéralement (fig. 12.6, *c*).

En fonction du rapport des surfaces F_K/F_0, on prend soit une seule grille, soit un système de grilles consécutives (cf. travaux de l'auteur [12.15 et 12.16]).

18. Le coefficient de perte de charge du tronçon d'entrée de l'appareil lorsque l'écoulement frappe la grille* en son centre se calcule d'après la formule suivante, établie par l'auteur**:

$$\zeta_{ent.} = \zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta'_{o\,coude} + N_0 + 0{,}7\,\zeta_g\left(\frac{F_0}{F_K}\right)^2 + \frac{0{,}013}{\left(\frac{H_g}{D_0}\right)^2}\sqrt[3]{\zeta_g - \sqrt[3]{\zeta_g}} \qquad (12.8)$$

avec :

$\zeta'_{o\,coude} = 0{,}5\,\zeta_{o\,coude}$;

$\zeta_{o\,coude}$: Coefficient de perte de charge du coude par lequel l'écoulement arrive à la grille ; il est égal à ζ déterminé dans les diagrammes correspondants du chapitre VI ;

ζ_g : Coefficient de perte de charge de la grille, égal à ζ déterminé dans les diagrammes 8.1 à 8.7 ;

H_g — Distance entre l'ouverture de sortie du coude d'amenée et la grille, m ;

D_0 — Diamètre de la section de sortie du coude d'amenée, m.

Le dernier terme de la formule (12.8) doit être pris en considération seulement pour :

$$H_g/D_0 < 1{,}2$$

Le coefficient de perte de charge du tronçon d'entrée d'un appareil où l'écoulement frappe la grille sur son pourtour est calculé d'après la formule suivante :

$$\zeta_{ent.} = \zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta'_{o\,coude} + 0{,}9\left[N_0 + 0{,}7\,\zeta_g\left(\frac{F_0}{F_K}\right)^2\right] + \frac{0{,}05}{\left(\frac{H_d}{D_0}\right)^2} \qquad (12.9)$$

(*) On considère ici une grille au sens large du mot, c'est-à-dire non seulement une grille plane (plaque perforée), mais aussi d'autres sortes d'obstacles répartis dans la section (garnissages divers ou empilages de matériaux; anneaux Raschig; etc.).

(**) Les formules rapportées ici diffèrent un peu des formules indiquées dans [12.15]; elles ont été établies plus précises, d'après des expériences ultérieures de l'auteur.

où H_d/D_0 est la distance relative entre l'ouverture de sortie du coude d'amenée et le fond de l'appareil.

Le dernier terme de (12.9) doit être pris en considération seulement pour $H_d/D_0 < 1{,}2$.

Le coefficient de perte de charge du tronçon d'entrée d'un appareil où l'écoulement frappe la grille latéralement est calculé d'après la formule :

$$\zeta_{ent.} = \zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = N_0 + 0{,}7\,\zeta_g\left(\frac{F_0}{F_K}\right)^2 + 0{,}1 + \left(2 - 20\frac{H_g}{D_K}\right) \qquad (12.10)$$

où D_K est le diamètre ou la section du plus grand côté, m.

Le dernier terme de la formule (12.10) doit être pris en considération seulement pour :

$$H_g/D_K < 0{,}1$$

Pour un système de grilles consécutives dans un appareil, les coefficients de perte de charge du tronçon d'entrée sont déterminés d'après les mêmes formules (12.8) à (12.10), seulement on remplace ζ_g par la somme des coefficients de perte de charge de toutes les grilles du système :

$$\sum_{i=1}^{i=n} \zeta_{ig} = \zeta_{1g} + \zeta_{2g} + \ldots + \zeta_{ng} \qquad (12.11)$$

n étant le nombre de grilles.

b) *Echangeurs de chaleur.*

19. Les pertes totales de pression dans les radiateurs nid d'abeille utilisés pour la réfrigération de l'air, comprennent la perte de pression à l'entrée, la perte par frottement dans les tubes, et les pertes par élargissement brusque (choc) à la sortie des tubes. Le coefficient de perte de charge d'un radiateur nid d'abeille est déterminé d'après la formule suivante, due à Mariamov [12.23] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{ent.} w_1^2}{2g}} = \lambda\left(3 + \frac{l_0}{d_H}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 + \left(\frac{F_1}{F_0} - 1\right)^2 + \left(1{,}7 + \lambda\frac{l_0}{d_H}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 \overline{T} = \lambda\left(3 + \frac{l_0}{d_H}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 + \zeta_{choc} + \Delta\zeta_t \qquad (12.12)$$

avec :

$$\zeta_{choc} = \left(\frac{F_1}{F_0} - 1\right)^2 \qquad (12.13)$$

$$\Delta\zeta_t = \left(1{,}7 + \lambda\frac{l_0}{d_H}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 \overline{T} \qquad (12.14)$$

$\overline{T} = \dfrac{T_{sort} - T_{ent.}}{T_{ent.}}$: rapport entre la différence de température absolue (°K) à la sortie et à l'entrée, et la température absolue à l'entrée ;

w_1 — Vitesse dans le conduit avant le radiateur, m/s ;

F_0 — Section libre de la tubulure du radiateur, m^2 ;

F_1 — Section totale du radiateur, m^2 ;

l_0 — Longueur des tubes du radiateur (profondeur du radiateur), m ;

$d_H = 4F_0/\Pi_0$: diamètre hydraulique de la tubulure du radiateur, m ;

Π_0 — Périmètre de la section libre de la tubulure, m ;

λ — Coefficient de perte de charge par frottement de l'unité de longueur de la tubulure du radiateur.

Pour les radiateurs nid d'abeille à tubes cylindriques ou hexagonaux, le coefficient de perte de charge par frottement λ est déterminé d'après les formules suivantes, dues à Mariamov [12.23].

a) Pour $35 < Re^* = \dfrac{w_{o\,ent.}\,\Delta}{\nu} \leqslant 275$

$$\lambda = 0{,}375\,Re^{*\,-0{,}1}\,\overline{\Delta}^{0{,}4} \qquad (12.15)$$

b) Pour $275 \leqslant Re^* < 500$

$$\lambda = 0{,}214\,\overline{\Delta}^{0{,}4} \qquad (12.16)$$

$\overline{\Delta} = \Delta/d_H$ étant la rugosité relative des tubes du radiateur.

20. Les pertes globales de pression dans les radiateurs avec tubes à ailettes ou à plaques, comprennent les pertes par frottement et les pertes dues à l'élargissement et à la contraction de l'écoulement au passage d'une rangée de tubes à une autre [cf. diagrammes 12.25, 12.26].

Le coefficient de perte de charge de ces radiateurs est déterminé d'après la formule suivante, due à Mariamov [12.24] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{ent.} w_1^2}{2g}} = \left(z\,\zeta_c + \lambda\frac{l_0}{d_H}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 + \left(1{,}7 + \lambda\frac{l_0}{d_H}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 \overline{T} = \left(z\,\zeta_c + \lambda\frac{l_0}{d_H}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 + \Delta\zeta_t \qquad (12.17)$$

$$\zeta_c = 1{,}5\left(1 - \frac{F_0}{F'_0}\right)^2 \qquad (12.18)$$

C'est le coefficient qui tient compte des pertes par contraction et élargissement de l'écoulement passant entre les tubes ;

$$\Delta\zeta_t = \left(1{,}7 + \lambda\frac{l_0}{d_H}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 \overline{T} \qquad (12.14)$$

F_0 est la section la plus étroite de passage entre les tubes, m^2 ;

F'_0 est la section la plus large entre deux rangées de tubes consécutives, m^2 ;

$$d_H = \frac{2\,b_0\,h_2}{b_0 + h_2};$$

h_2 — Distance moyenne entre les ailettes ou les plaques, m ;

b_0 — Distance entre deux tubes d'une même rangée, m ;

z — Nombre de rangées de tubes ;

λ — Coefficient de perte de charge par frottement de l'unité de longueur du radiateur ; pour les autres désignations, voir le paragraphe 19.

Le coefficient de perte de charge par frottement λ peut être calculé approximativement, pour les radiateurs à ailettes, d'après la formule du même auteur, vérifiée dans l'intervalle :

$$3000 < \mathrm{Re} = \frac{w_{0\,\text{ent.}}\,d_H}{\nu} < 25000:$$

$$\lambda = \frac{0{,}77}{\sqrt[3]{\mathrm{Re}}} \qquad (12.19)$$

Le coefficient de perte de charge par frottement λ peut être calculé, pour les radiateurs à plaques, d'après les formules suivantes de Mariamov [12-24] :

a) Dans l'intervalle $4.10^3 \leqslant \mathrm{Re} = \frac{w_{0\,\text{ent.}}\,d_H}{\nu} \leqslant 10^4$

$$\lambda = \frac{0{,}98}{\sqrt[3]{\mathrm{Re}}} \qquad (12.20)$$

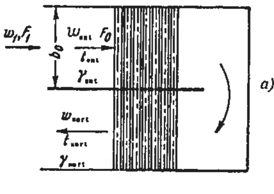
b) Pour $\mathrm{Re} > 10^4$:

$$\lambda = \frac{0{,}21}{\sqrt[6]{\mathrm{Re}}} \qquad (12.21)$$

21. La perte de charge des radiateurs de chauffage est analogue à celle des radiateurs de refroidissement. Elle se compose aussi de la perte à l'entrée, de la perte par frottement et de la perte par choc à la sortie de la section étroite entre les tubes et les plaques. Le principal paramètre utilisé pour le choix d'un radiateur de chauffage est la vitesse pondérale dans sa section libre : $\gamma_{moy}\,w_0$, $kgp/m^2\,s$ (où γ_{moy}, kgp/m^3 est le poids spécifique moyen de l'air chaud qui passe à travers le radiateur).

Pour cette raison, les données qu'on trouve dans la littérature sur la perte de charge des radiateurs de chauffage sont toujours exprimées sous forme d'une relation entre $\Delta\,H$, kgp/m^2 et $\gamma_{moy}\,w_0$, $kgp/m^2 s$. Les données sur la perte de charge des différents types de radiateurs sont aussi exprimées sous cette forme dans ce présent livre.

22. Dans les échangeurs de chaleur à plusieurs voies, l'écoulement qui baigne transversalement un faisceau de tubes tourne brusquement de 180° pour passer d'un conduit dans l'autre (fig. 12.7, *a*). Ce phénomène est analogue à celui qui se produit dans un coude en forme de Π ne contenant pas de faisceau de tubes, c'est-à-dire qu'après le deuxième tournant il se forme une zone turbulente au voisinage de la paroi interne, mais ce phénomène est atténué par suite de la présence du faisceau de tubes.



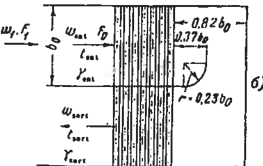


FIG. 12.7. — Echangeur de chaleur à deux voies avec faisceaux de tubes transversaux
a) Cloison rectiligne dans le canal intermédiaire.
b) Cloison dont l'extrémité est arrondie dans le sens contraire à l'écoulement, dans le canal intermédiaire.

Pour permettre la meilleure efficacité du transfert thermique, il faut autant que possible diminuer ou éliminer complètement cette zone turbulente. Dans ce but, on peut installer dans le coude des aubes directrices (en arc de cercle). Parfois, on dispose (cf. El' perin [12.44]), une cloison s'avançant dans le coude, rectiligne ou arrondie dans le sens opposé à l'écoulement (fig. 12.7, *b*).

c) *Déflecteurs et lanternes d'aération.*

23. Les déflecteurs sont employés dans les cas où il est commode d'utiliser l'énergie du vent pour renforcer l'aération. De même que dans les autres tronçons de sortie, les pertes globales de pression dans un déflecteur comprennent les pertes dans le dispositif lui-même et les pertes de pression à la sortie.

Les déflecteurs du type « Cagi », « Chanard-Etoile » et de « Grigorovitch » présentent un intérêt encore plus grand. Les coefficients de perte de charge de ces déflecteurs sont donnés dans le diagramme 12.33.

24. Pour expulser d'une façon naturelle l'air encrassé des édifices industriels, on utilise des « lanternes d'aération », installées sur le toit.

Les valeurs des coefficients de perte de charge de différents types de lanterne sont données dans les diagrammes 12.34 et 12.35.

Pour les lanternes rectangulaires avec panneaux, le coefficient de perte de charge peut être calculé d'après la formule suivante, établie suivant les données de Taliev [12.33] et Frukht [12.39] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}} = a + \frac{3}{\left(\dfrac{l}{h}\right)^2} + \frac{0{,}2}{\dfrac{l}{h}} \qquad (12.22)$$

où :

w_0 — vitesse moyenne dans les ouvertures des lanternes, m/s ;

a — coefficient expérimental dépendant de l'angle α d'ouverture du volet de la lanterne et connu d'après les données suivantes :

Tableau 12.9

$\alpha°$	35°	45°	55°
a	8,25	5,25	3,15

l — distance entre le panneau et le bord externe du volet, m ;

h — hauteur de l'ensemble des ouvertures sur un côté de la lanterne, m.

12.3. LISTE DES DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE DU CHAPITRE XII

Désignation des diagrammes	Source	N° du diagramme	Remarques
Cyclones variés	Geras'ev [12-6], Zalogin et Sukher [12-12], Kouzov [12-20]	12.1	Données expérimentales
Cyclones NIIOGAZ	Normes [12-42]	12.2	Données expérimentales
Cyclones en batterie	Normes [12-42]	12.3	Données expérimentales
Dépoussiéreur à inertie (persienne fixe)	KTIS [12-3], Kuceruk et Krasilov [12-21], Sakhov [12-43]	12.4	Données expérimentales
Dépoussiéreurs à inertie (persienne) de types divers	Zberev [12-13], Kuceruk et Krasilov [12-21], Sakhov [12-43]	12.5	Données expérimentales
Scrubber Venturi (laveur)	Zajcev et Muraskevic [12-9], Teverovskij et Zajcev [12-35]	12.6	Données expérimentales
Scrubber avec empilement de bois	Zalogin et Sukher [12-12]	12.7	Données expérimentales
Scrubber VTI centrifuge	Zalogin et Sukher [12-12]	12.8	Données expérimentales
Filtre en ficelle, en forme de poche, à secousses, 2 cellules en série, MIOT	Kuceruk [12-22]	12.9	Données expérimentales
Filtre en ficelle, en forme de poche, à secousses, une seule cellule, MIOT	Kuceruk [12-22]	12.10	Données expérimentales
Filtre en caisson, formé de grilles ondulées humectées, construit par Rekk	Kuceruk [12-22]	12.11	Données expérimentales
Filtre en caisson, poreux, humecté	Kuceruk [12-22]	12.12	Données expérimentales
Tissu filtrant – laine	Rekk [12-30]	12.13	Données expérimentales
Tissu filtrant – serge mi-laine	Rekk [12-30]	12.14	Données expérimentales
Tissu filtrant – toile de coton écrue	Rekk [12-30]	12.15	Données expérimentales
Tissu filtrant – bayette de laine	Rekk [12-30]	12.16	Données expérimentales
Tissu filtrant – coton	Rekk [12-30]	12.17	Données expérimentales
Tissu filtrant – "à deux fils laches" en lin	Rekk [12-30]	12.18	Données expérimentales
Tissus filtrants – calicot, moleskine, bayette de coton	Adamov	12.19	Données expérimentales

Désignation des diagrammes	Source	N° du diagramme	Remarques
Filtre en tissu, à secousses, avec différentes sortes de tissus	Kuceruk [12-22]	12.20	Données expérimentales
Filtre à manches, aspirant, de type MFU, avec différentes sortes de tissus	Gordon et Aladzalov [12-7]	12.21	Données expérimentales
Electrofiltres industriels		12.22	D'après les calculs approchés de l'auteur
Tronçons d'entrée d'appareils avec grille, un empilage, ou un autre obstacle placé dans la chambre active	Idel'cik [12-15, 12-16]	12.23	D'après les calculs approchés de l'auteur
Radiateur nid d'abeilles à tubes cylindriques ou hexagonaux	Mar'jamov [12-23]	12.24	Données expérimentales
Radiateur tubulaire à ailettes	Mar'jamov [12-24]	12.25	Données expérimentales
Radiateur tubulaire à plaques	Mar'jamov [12-24]	12.26	Données expérimentales
Radiateur de chauffage à plaques	Tricler et Egorov [12-36] Polikarpov [12-29]	12.27	Données expérimentales
Radiateur de chauffage à ailettes en spirale	Tricler et Egorov [12-36]	12.28	Données expérimentales
Radiateur de chauffage ondulé	Tricler et Egorov [12-36]	12.29	Données expérimentales
Radiateur de chauffage tubulaire plat	Taliev [12-32]	12.30	Données expérimentales
Radiateur de chauffage formé de plusieurs radiateurs accolés	Ritsel' et Greber [12-31]	12.31	Données expérimentales
Echangeurs de chaleur divers		12.32	D'après les calculs approchés
Déflecteurs	Khanzonkov [12-40, 12-41]	12.33	Données expérimentales
Séparateurs	Ucactkin [12-38]	12.34	Données expérimentales
Lanternes d'aération de types divers	Taliev [12.33]	12.35	Données expérimentales
Lanternes d'aération rectangulaires avec panneaux	Frukht [12-39]	12.36	Données expérimentales

12.4. DIAGRAMMES DES COEFFICIENTS DE PERTE DE CHARGE

Cyclones divers | **Chapitre XII** | **Diagramme 12.1**

Désignation du cyclone	Schéma	Coefficient de perte de charge
Cyclone conique simple		$\zeta_0 = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 7$ $\zeta_1 = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = 1100$ $w_1 = \frac{Q}{F_1}$ (F_1 : aire de la section totale du corps du cyclone)
Cyclone conique SIOT		$\zeta_0 = 4,2$ $\zeta_1 = 595$
Cyclone LIOT ordinaire et court avec écoulement hélicoïdal		$\zeta_0 = 2,5$ $\zeta_1 = 263$
Le même sans écoulement hélicoïdal		$\zeta_0 = 2,8$ $\zeta_1 = 293$

Cyclones divers | **Chapitre XII** | **Diagramme 12.1**

(suite)

Désignation du cyclone	Schéma	Coefficient de perte de charge
Cyclone avec dérivation de la poussière		$\zeta_0 = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 2,6$ $\zeta_1 = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = 133$
Cyclone LIOT avec pellicule d'eau, le débit spécifique du liquide étant de 0,13 à 0,30 litres par m^3		$\zeta_0 = 3$
Cyclone multiple		$\zeta_0 = 1,1\ \zeta_0'$ ζ_0' : coefficient de perte de charge d'un cyclone isolé

Cyclones NIIOGAZ

Chapitre XII

Diagramme 12.2

Désignation du cyclone	Schéma	Coefficient de perte de charge

Différents types de cyclones NIIOGAZ avec leurs caractéristiques géométriques

Cyclone NIIOGAZ CN 15

D_0	d_1	b	b_1	l	D_{cp}	h	α
$0{,}6\ D_1$	$0{,}3 - 0{,}4\ D_1$	$0{,}2\ D_1$	$0{,}26\ D_1$	$0{,}6\ D_1$	$0{,}8\ D_1$	$0{,}21 - 0{,}32\ D_1$	15°

D_1	a	h_T	h_c	h_K	h_B	H
de 40 à 800 *mm*	$0{,}66\ D_1$	$1{,}74\ D_1$	$2{,}26\ D_1$	$2\ D_1$	$0{,}3\ D_1$	$4{,}56\ D_1$

Coefficient de perte de charge :

$$\zeta_0 = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 2{,}98\ ;$$

$$\zeta_1 = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = 105\ ;$$

$w_1 = Q/F_1$ (F_1 : section totale du corps du cyclone)

Cyclone NIIOGAZ CN 15 U

D_0	d_1	b	b_1	l	D_{cp}	h	α
$0{,}6\ D_1$	$0{,}3 - 0{,}4\ D_1$	$0{,}2\ D_1$	$0{,}26\ D_1$	$0{,}6\ D_1$	$0{,}8\ D_1$	$0{,}24 - 0{,}32\ D_1$	15°

D_1	a	h_T	h_c	h_K	h_B	H
de 200 à 800 *mm*	$0{,}66\ D_1$	$15\ D_1$	$1{,}51\ D_1$	$1{,}50\ D_1$	$0{,}3\ D_1$	$3{,}31\ D_1$

$\zeta_0 = 2{,}98$;
$\zeta_1 = 110$

Cyclone NIIOGAZ CN 24

D_0	d_1	b	b_1	l	D_{cp}	h	α
$0{,}6\ D_1$	$0{,}3 - 0{,}4\ D_1$	$0{,}2\ D_1$	$0{,}26\ D_1$	$0{,}6\ D_1$	$0{,}8\ D_1$	$0{,}24 - 0{,}32\ D_1$	24°

D_1	a	h_T	h_c	h_K	h_B	H
de 400 à 1000 *mm*	$1{,}11\ D_1$	$2{,}11\ D_1$	$2{,}11\ D_1$	$1{,}75\ D_1$	$0{,}4\ D_1$	$4{,}26\ D_1$

$\zeta_0 = 4{,}8$;
$\zeta_1 = 60$

Cyclone NIIOGAZ CN 11

D_0	d_1	b	b_1	l	D_{cp}	h	α
$0{,}6\ D_1$	$0{,}3 - 0{,}4\ D_1$	$0{,}2\ D_1$	$0{,}26\ D_1$	$0{,}6\ D_1$	$0{,}8\ D_1$	$0{,}24 - 0{,}32\ D_1$	11°

D_1	a	h_T	h_c	h_K	h_B	H
de 40 à 200 *mm*	$0{,}48\ D_1$	$1{,}36\ D_1$	$2{,}08\ D_1$	$2\ D_1$	$0{,}3\ D_1$	$4{,}38\ D_1$

$\zeta_0 = 2{,}70$;
$\zeta_1 = 180$

Cyclone en batterie BC

Chapitre XII

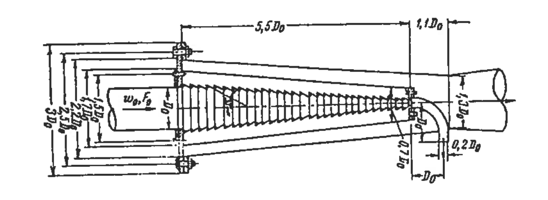
Diagramme 12.3

Caractéristiques géométriques	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta_1 = \frac{\Delta H}{\gamma w_1^2/2g}$
Appareil directionnel "à vis"		$\zeta_1 = 85$
Appareil directionnel "à hélice" $\alpha = 25°$		$\zeta_1 = 90$
Appareil directionnel "à hélice" $\alpha = 30°$		$\zeta_1 = 65$ $\zeta_1 = Q/F_1$ (F_1 : section totale du corps d'un élément de cyclone)

Dépoussiéreur à inertie (persienne) conique KTIS

Chapitre XII

Diagramme 12.4



$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = 1{,}75$$

Dépoussiéreurs à inertie (persienne) de différents types

Chapitre XII — **Diagramme 12.5**

Caractéristiques du dépoussiéreur	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\gamma w_0^2/2g}$
MIOT, en forme de coin, avec grilles plates		$\zeta = 1{,}75$
Appareil pour enlever les cendres VTI		$\zeta = 3{,}2$

Scrubber Venturi (laveur)

Chapitre XII — **Diagramme 12.6**

$$\Delta H = (\zeta_G + \zeta_l\, q)\frac{\gamma_G w_G^2}{2g}\ [kgp/m^2]$$

avec :

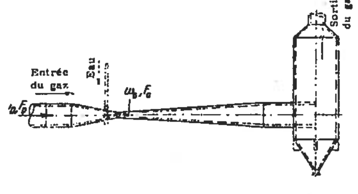
$\zeta_G \simeq 0{,}10$ à $0{,}15$; en fonction du soin d'exécution ;

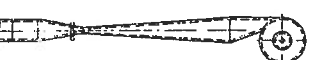
ζ_l — est donné sur le graphique en fonction de w_G et q ;

$$q = m\frac{\gamma_l}{\gamma_G}\ (kg/kg)\ ;$$

γ_G, γ_l — poids spécifique du gaz dans l'orifice et du liquide pulvérisé, kgp/m^3 ;

m — débit spécifique du liquide pulvérisé, en litre par m^3 de gaz ;







Valeurs de ζ_l

q, k_g/k_g	w_G, m/s							
	50	60	70	80	90	100	110	120
0,25	0,61	0,61	0,61	0,61	0,61	0,61	0,61	0,61
0,41	0,63	0,64	0,65	0,66	0,66	0,67	0,68	0,69
0,62	0,65	0,66	0,68	0,70	0,72	0,74	0,76	0,76
0,83	0,67	0,70	0,75	0,79	0,83	0,88	0,92	0,97
1,04	0,75	0,82	0,88	0,94	1,00	1,08	1,14	1,22

Scrubber avec empilement de bois

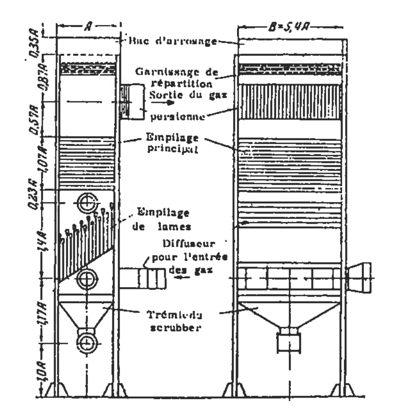
Chapitre XII — **Diagramme 12.7**

Arrosage : $A \simeq 52\ m^3/m^2h$

$$\zeta_1 = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} = 960$$

$$w_1 = \frac{Q}{F_1}$$

(F_1 : section totale du corps du scrubber)



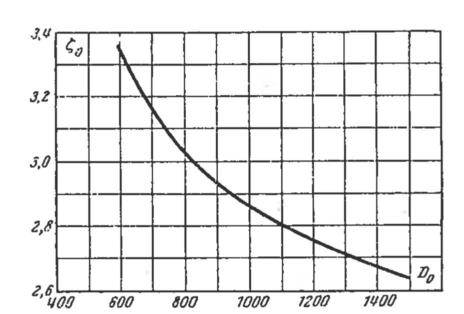
Scrubber VTI centrifuge

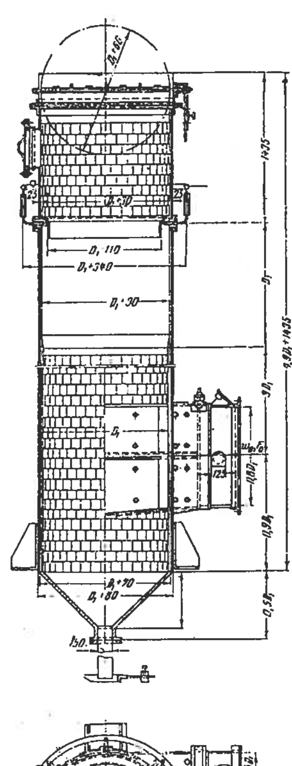
Chapitre XII

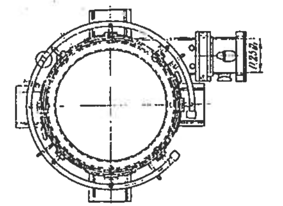
Diagramme 12.8

$\zeta_0 = \dfrac{\Delta H}{\dfrac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est déterminé d'après la courbe $\zeta_0 = f(D_H)$

D_H, mm	600	700	800	900	1000	1100	1200	1300	1400	1500
débit d'eau d'arrosage kg/s	0,22	0,28	0,33	0,39	0,45	0,50	0,56	0,61	0,70	0,78
ζ_0	3,38	3,17	3,04	2,94	2,87	2,81	2,76	2,72	2,68	2,65







Filtre en ficelle, en forme de poches, à secousses, 2 cellules en série « Miot »

Chapitre XII

Diagramme 12.9

Perte de charge de tout le filtre, pour

$Q_T = 500\ m^3/m^2\,h$:

1) avec une couche filtrante propre $\Delta H = 6\ kgp/m^2$

2) après dépôt dans le filtre de 400 g/m^2 de poussière $\Delta H = 25\ kgp/m^2$;

La relation $\Delta H = f(Q_T)$ des cellules séparées est donnée sur le graphique *a*), la couche filtrante étant propre.

La relation $\Delta H = f(p)$ de la première cellule pour $Q_T = 500\ m^3/m^2.h$ est donnée sur le graphique *b*) (*p* : quantité de poussière recueillie, en g/m^2).

La couche filtrante dans la première cellule est de la ficelle à lier.

La couche filtrante dans la deuxième cellule est du filé de câble.

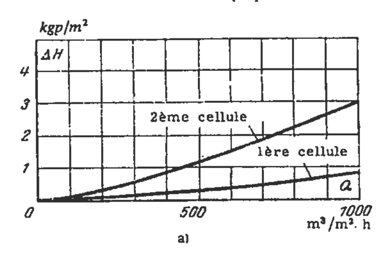
Poussière d'amiante

Dimensions des particules d, μ	2	2 à 10	10 à 25	25 à 100
Pourcentage du poids total de poussières retenues	0,05	3,64	8,94	87,36

Le rendement de dépoussiérage pour

$Q_T = 500\ m^3/m^2h$ est : $k = 98\ \%$;

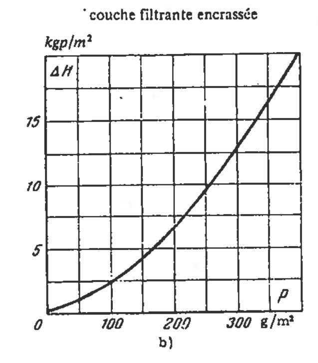
couche filtrante propre



a)



couche filtrante encrassée



b)

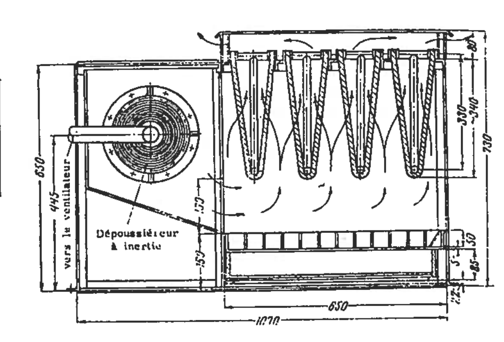
Filtre en ficelle, en forme de poches, à secousses, une seule cellule, « MIOT »

Chapitre XII

Diagramme 12.10

La couche filtrante est de la ficelle à tricoter, enroulée en quatre rangs ; poussière d'asphalte.

Dimensions des particules d en microns	0 – 5	5 – 10	10 – 20	20 – 40	> 40
Poids total des poussières %	9,00	49,6	21,9	18,4	1,06



Le rendement de dépoussiérage est $k = 97$ %.

La perte de charge de tout le filtre pour

$$Q_T = 864\ m^3/m^2 h,$$

le taux d'encrassement étant $p = 1250\ g/m^2$ est :

1) avant secouage $\Delta H = 35\ kgp/m^2$;

2) après secouage $\Delta H = 16$ à $19\ kgp/m^2$.

Filtre en caisson, formé de grilles ondulées humectées, construit par Rekk

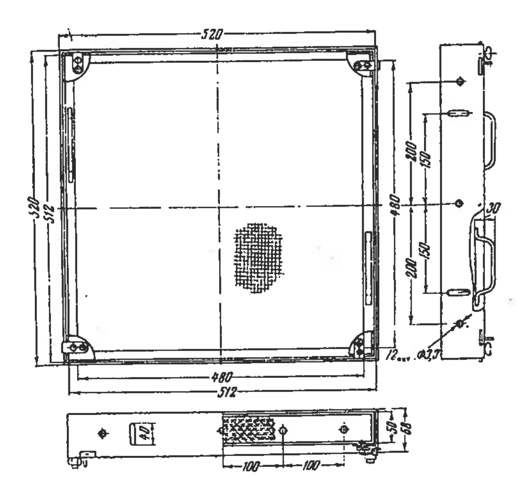
Chapitre XII

Diagramme 12.11

Remplissage : une grille ondulée ; pas des ondulations 7 mm ;

Hauteur d'une ondulation : 4 mm ; humectation à l'huile d'amandes.

Sorte de poussière	Petit modèle 1951		Petit modèle 1952	
	k, %	p, g/m^2	k, %	p, g/m^2
Poussière de fonte	88	350	89	400
Poussière de ciment	96	450	97	550
Poussière de ciment	86	280	87	400
Poussière de charbon	94	240	92	500
Cendre de charbon	94	450	93	700



Perte de charge du filtre avec un air propre, w étant compris entre 1,1 et 2,4 m/s :

1) petit modèle 1951 : $\Delta H = 40\ h w^{1,7}$

2) petit modèle 1952 : $\Delta H = 1,6\ h w^{1,7}$

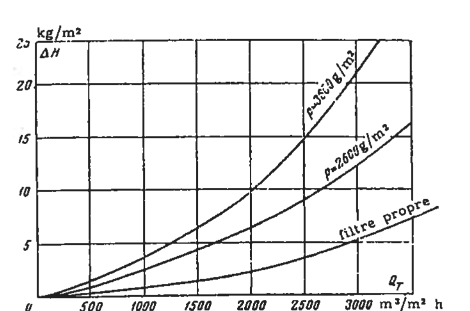
h étant l'épaisseur de la couche, en m.

Si on a p limite, tel qu'il est donné dans le tableau, ΔH est doublé.

Filtre en caisson, poreux, humecté

Chapitre XII

Diagramme 12.12



1. Dimensions du filtre 500 x 500 x 50 mm (LIOT)

Remplissage : anneaux métalliques 12,7 x 12,2 x 0,25 mm ;

Humectation à l'huile de turbine

Poussière de charbon, fine, ayant passé à travers un cyclone LIOT ;

Dimensions des particules, μ	> 48	48 à 22,4	22,4 à 11,2	< 11,2
Pourcentage du poids total de poussières retenues	1	17	60	22

Débit relatif d'air Q_T, m^3/m^2h	Poussière absorbée par le filtre p, g/m^2	Rendement de dépoussiérage %	Perte de charge ΔH, kgp/m^2
4320	0	0	12,4
4200	1200	76	18,5
4120	1600	79	21,5
4040	2000	80	24,4

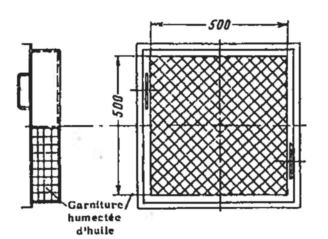
2. Dimensions du filtre 710 x 510 x 90 mm (LIOT)

Remplissage : anneaux de porcelaine 13 x 15 x 8 mm ;

Humectation à l'huile de viscine ;

Poussière : mélange de charbon et de ciment ;

Dimensions des particules, en μ	> 11,2	11,2 à 5,6	< 5,6
Pourcentage du poids total de poussières retenues	0	33,9	66,1



Débit relatif Q_T, m^3/m^2h	Poussière absorbée par le filtre p, g/m^2	Rendement de dépoussiérage %	Perte de charge ΔH, kgp/m^2
4000	0	0	25
4000	555	79	35
4000	1100	82	45
4000	1665	85	57

3) *Dimensions du filtre* 500 X 500 X 50mm (MIOT)

Remplissage : première moitié du caisson : 9 épaisseurs de treillis (4 treillis tissés avec des mailles de 10 X 10 mm, 2 treillis tressés avec des mailles de 10 X 10 mm, et 3 tissés avec des mailles de 5 X 5 mm) ; Deuxième moitié du caisson : anneaux plaqués de cuivre 6,8 à 7,7 X 2 à 5 X 0,1 mm ;

Humectation à l'huile minérale ;

Poussière : ciment portland blanc ;

Concentration moyenne des poussières : 500 mg/m^3 ;

Rendement moyen de dépoussiérage pour $Q_T = 2500$ à 3600 $m^3/m^2\ h$ et $p = 3000\ g/m^2$: $\eta = 80$ %.

Capacité de filtration $Q_T = m^3/m^2\ h$	Perte de charge ΔH, kgp/m^2		
	Filtre propre	Quantité de poussière recueillie $p = 2600\ g/m^2$	Quantité de poussière recueillie $p = 3600\ g/m^2$
1000	0,75	2,50	3,75
1500	1,50	4,25	5,25
2000	2,25	6,30	10
2500	3,75	9,00	14,7
3000	5,25	12,5	21,2
3500	7,50	16,5	–

Tissu filtrant en laine « Melstroia »

Chapitre XII

Diagramme 12.13

Caractéristiques du tissu		
Matière		laine
Armure		sergé
Epaisseur approximative du tissu, *mm*		3,75
Poids d'un m^2 de tissu, *g*		463
Nombre de fils sur 50 *mm*	chaîne	59
	trame	44
Epaisseur approximative des fils, *mm*	chaîne	0,83
	trame	0,83
Torsion des fils sur 2,5 *cm*	chaîne	4,3
	trame	3,5
Présence de poils		Poils longs d'un côté
Exposant *m*		1,012
Coefficient constant A_0		$5{,}03.10^{-3}$
Taux d'encrassement *p*, g/m^2		Grandeur A'_0
0		0
305		241.10^{-4}
589		466.10^{-4}
894		605.10^{-4}
1139		900.10^{-4}

p, g/m^2	200	400	600	800	1000	1100	1200
k %	98,6	98,6	97,5	95,0	92,0	86,5	80,0

$\Delta H = (A_0 + A'_0)\, Q_T^m$, $[kgp/m^2]$; la perte de charge est déterminée d'après le graphique *a*) en fonction de Q_T, pour diverses valeurs de *p* ;

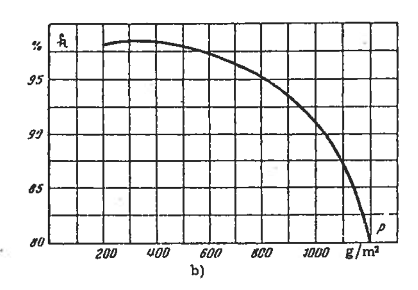
Q_T : débit relatif horaire, $m^3/m^2\,h$;

k : coefficient d'absorption du tissu (%) ; déterminé d'après le graphique *b*).

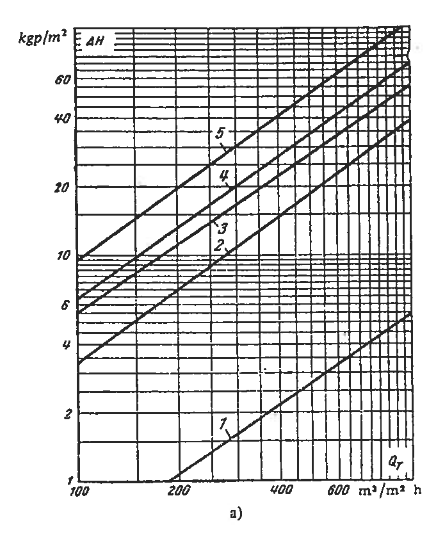
Les grandeurs A'_0 et *k* se rapportent à de la poussière minérale (provenant d'un dispositif de dessablage), les particules ayant des dimensions inférieures ou égales à 90 μ.

ΔH, kgp/m^2

Q_T $m^3/m^2 h$	1 $p = 0$	2 $p = 305$ g/m^2	3 $p = 589$ g/m^2	4 $p = 894$ g/m^2	5 $p = 1139$ g/m^2
100	–	3,30	5,50	6,50	9,50
200	1,10	7,10	11,6	13,7	20,0
300	1,52	11,0	16,1	20,0	30,0
400	2,20	14,5	22,4	27,0	40,5
500	2,50	18,6	27,0	35,0	51,0
600	3,30	23,0	34,0	40,0	62,0
800	4,30	31,0	45,0	55,0	83,0
1000	5,40	38,0	56,0	70,0	103



b)



a)

Tissu filtrant — Serge mi-laine

Chapitre XII

Diagramme 12.14

Caractéristiques du tissu		
Matière	chaîne	coton
	trame	laine
Armure		sergé
Epaisseur approximative du tissu, *mm*		1,6
Poids de 1 m^2 de tissu, grammes		300
Nombre de fils sur 50 *mm*	chaîne	118
	trame	83
Epaisseur approximative des fils, *mm*	chaîne	0,40
	trame	0,46
Torsion des fils sur 2,5 *cm*	chaîne	12,4
	trame	7,3
Présence de poils		Poils moyens d'un côté
Exposant *m*		1,11
Coefficient constant A_0		$5{,}34.10^{-3}$
Quantité de poussière retenue, *p*, g/m^2		Grandeur A'_0
0		0
117		232.10^{-4}
308		610.10^{-4}
367		726.10^{-4}

p, g/m^2	100	150	200	250	300	350	370
k %	93,5	96,0	98,0	98,0	97,5	94,0	90,0

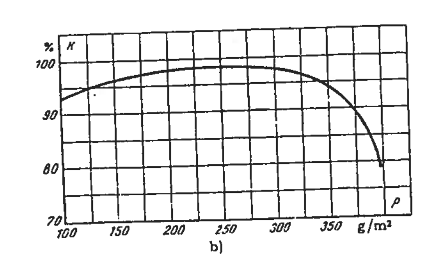
$\Delta H = (A_0 + A'_0)\, Q_T^m$, ΔH est déterminé d'après le graphique *a*) en fonction de Q_T pour diverses valeurs de *p* ;

Q_T : débit relatif horaire, $m^3/m^2\,h$;

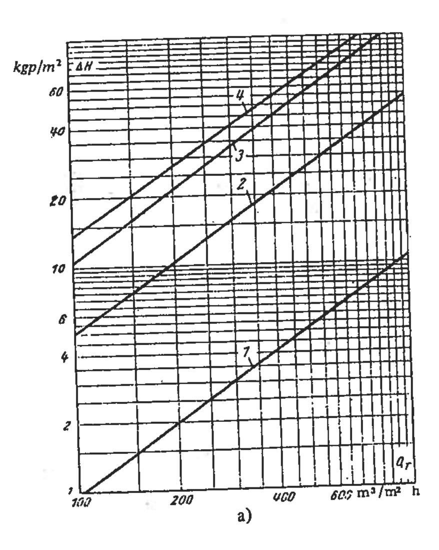
k coefficient d'absorption du tissu (en pourcentage), déterminé d'après le graphique *b*) ;

Les grandeurs A'_0 et *k* sont calculées pour de la poussière minérale (provenant d'un appareil de dessablage), dont les particules ont des dimensions inférieures ou égales à 90 μ.

ΔH kgp/m^2				
Q_T $m^3/m^2\ h$	1 $p = 0$ g/m^2	2 $p = 117$ g/m^2	3 $p = 308$ g/m^2	4 $p = 367$ g/m^2
100	–	5,00	10,2	13,8
200	2,00	10,0	21,8	27,6
300	3,16	15,6	33,5	40,0
400	4,00	21,0	45,0	54,0
500	5,50	27,0	57,5	68,0
600	6,80	32,0	70,0	82,0
800	8,60	44,0	95,0	120
1000	11,4	55,0	125	148



b)



a)

Tissu filtrant — Toile de coton écrue

Chapitre XII

Diagramme 12.15

Caractéristiques du tissu

Matière		coton
Armure		garniture
Epaisseur approximative du tissu, *mm*		0,6
Poids d'un m^2 de tissu, *g*		171
Nombre de fils sur 50 *mm*	chaîne	128
	trame	106
Epaisseur approximative des fils, *mm*	chaîne	0,29
	trame	0,28
Torsion des fils sur 2,5 *cm*	chaîne	14,1
	trame	12,1
Présence de poils		sans poil
Exposant *m*		1,17
Coefficient constant A_0		$3{,}24.10^{-3}$
Quantité de poussière captée *p*, g/m^2		Grandeur A_0'
0		0
201		184.10^{-4}
277		253.10^{-4}
361		330.10^{-4}

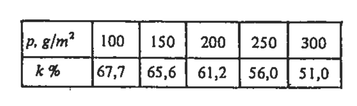
$\Delta H = (A_0 + A_0')\,Q_T^m$, ΔH est déterminé d'après le graphique *a*) en fonction de Q_T pour diverses valeurs de *p* ;

Q_T : débit relatif horaire, $m^3/m^2\,h$;

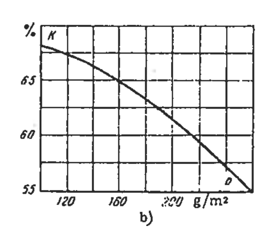
k : coefficient de captation du tissu (en pourcentage), il est déterminé d'après le graphique *b*) ;

Les grandeurs A_0' et *k* se rapportent à de la poussière minérale (provenant d'un appareil de dessablage), dont les particules ont des dimensions inférieures ou égales à 90 μ.

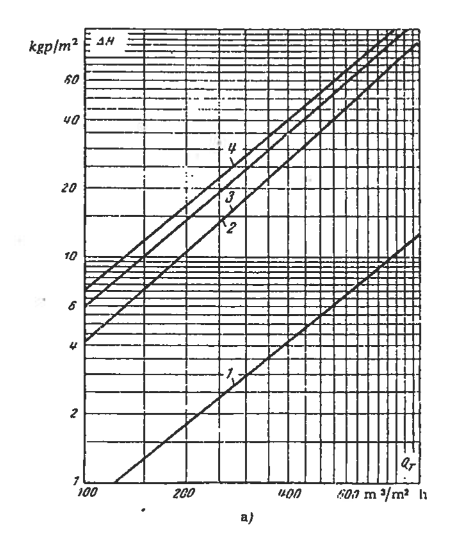
ΔH, kgp/m^2				
Q_T $m^3/m^2\,h$	1 $p = 0$	2 $p = 201$ g/m^2	3 $p = 277$ g/m^2	4 $p = 361$ g/m^2
100	–	4,20	6,00	7,10
200	1,78	10,8	14,6	17,0
300	3,00	17,8	25,4	29,6
400	4,20	26,2	36,0	41,0
500	5,50	35,0	46,0	52,0
600	6,50	45,0	60,0	73,0
800	9,20	65,0	94,0	108
1000	11,8	80,0	120	140



p, g/m^2	100	150	200	250	300
k %	67,7	65,6	61,2	56,0	51,0



b)



a)

Tissu filtrant — Bayette de laine

Chapitre XII

Diagramme 12.16

Caractéristiques du tissu

Matière		laine
Armure		sergé
Epaisseur approximative du tissu, *mm*		1,56
Poids d'un m^2 de tissu, *g*		355,6
Nombre de fils sur 50 *mm*	chaîne	104
	trame	85
Epaisseur approximative des fils, *mm*	chaîne	0,47
	trame	0,44
Torsion des fils sur 2,5 cm	chaîne	13,25
	trame	11,5
Présence de poils		Poils moyens d'un côté
Exposant *m*		1,1
Coefficient constant A_0		$4{,}97.10^{-3}$
Quantité de poussière retenue, *p*, g/m^2		Grandeur A_0'
0		0
145		173.10^{-4}
313		374.10^{-4}
468		580.10^{-4}
603		720.10^{-4}

$\Delta H = (A_0 + A_0')\,Q_T^m$ est déterminé sur le graphique *a*) en fonction de Q_T pour diverses valeurs de *p* ;

Q_T : débit relatif horaire, $m^3/m^2\,h$;

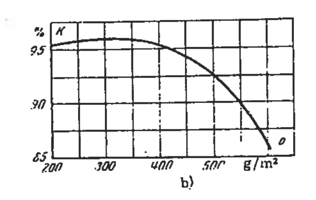
k : Coefficient de captation du tissu (%), déterminé d'après le graphique *b*.

Les grandeurs A_0' et *k* ont été calculées pour une poussière minérale (provenant d'un appareil de dessablage), dont les particules ont des dimensions inférieures ou égales à 90 μ.

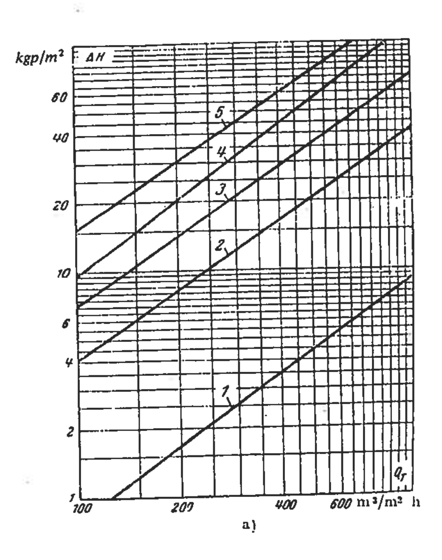
ΔH, kgp/m^2

Q_T $m^3/m^2\,h$	1 $p = 0$	2 $p = 145$ g/m^2	3 $p = 313$ g/m^2	4 $p = 468$ g/m^2	5 $p = 603$ g/m^2
100	–	4,00	7,00	10,0	15,0
200	1,70	8,00	14,5	21,0	30,0
300	2,60	12,0	22,0	32,0	45,0
400	3,50	16,0	30,0	45,0	60,0
500	4,50	22,0	36,0	56,0	75,0
600	5,50	25,0	44,0	70,0	90,0
800	7,50	34,5	60,0	98,0	120
1000	9,50	44,0	75,0	130	160

p, g/m^2	200	300	400	500	600
k %	95,2	96,0	95,5	92,0	86,0



b)



a)

Tissu filtrant — Coton

Chapitre XII

Diagramme 12.17

Caractéristiques du tissu

Matière		coton
Armure		sergé
Epaisseur approximative du tissu, *mm*		1,07
Poids d'un m^2 de tissu, *g*		362,5
Nombre de fils sur 50 *mm*	chaîne	105
	trame	180
Epaisseur approximative des fils, *mm*	chaîne	0,24
	trame	0,63
Torsion des fils sur 2,5 *cm*	chaîne	24
	trame	6,75
Présence de poils		sans poil
Exposant *m*		1,14
Coefficient constant A_0		$7{,}56.10^{-3}$
Quantité de poussière retenue p, g/m^2		Grandeur A'_0
0		0
183		448.10^{-4}
330		810.10^{-4}

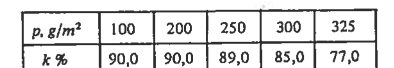
$\Delta H = (A_0 + A'_0)\, Q_T^m$ est déterminé d'après le graphique *a*) en fonction de Q_T pour diverses valeurs de p ;

Q_T : débit relatif horaire, $m^3/m^2\,h$;

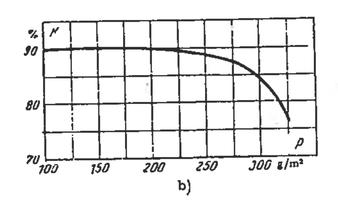
k : coefficient de captation du tissu (%), déterminé d'après le graphique *b*) ;

Les grandeurs k et A'_0 se rapportent à une poussière minérale (provenant d'un appareil de dessablage) dont les particules ont des dimensions de 90 μ au plus.

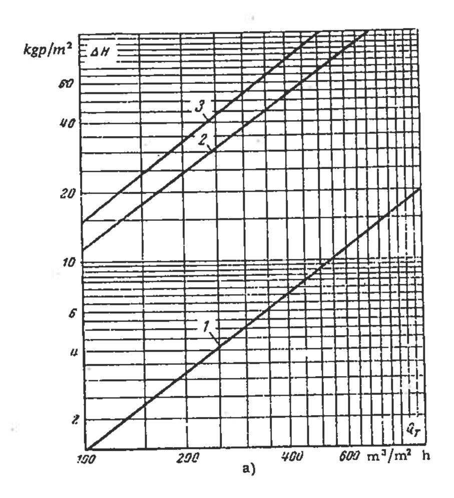
Q_T $m^3/m^2\,h$	ΔH, kgp/m^2 1 $p = 0$	2 $p = 193\ g/m^2$	3 $p = 330\ g/m^2$
100	14,5	11,0	15,0
200	31,5	23,5	39,5
300	50,0	37,5	53,0
400	70,5	52,5	75,0
500	91,0	67,0	95,0
600	110,0	81,0	115
800	162	120	170
1000	200	150	210



p, g/m^2	100	200	250	300	325
k %	90,0	90,0	89,0	85,0	77,0



b)



a)

Tissu filtrant — « A deux fils lâches » en lin

Chapitre XII

Diagramme 12.18

Caractéristiques du tissu

Matière		lin
Armure		–
Epaisseur approximative du tissu, *mm*		1,0
Poids d'un m^2 de tissu, *g*		203
Nombre de fils sur 50 *mm*	chaîne	66
	trame	43
Epaisseur approximative des fils, *mm*	chaîne	0,43
	trame	0,55
Torsion des fils sur 2,5 *cm*	chaîne	5,9
	trame	4,1
Présence de poils		sans poil
Exposant *m*		1,46
Coefficient constant A_0		$0{,}029.10^{-3}$
Quantité de poussière retenue p, g/m^2		Grandeur A'_0
Poussière minérale	0	0
	229	$0{,}625.10^{-4}$
	413	$1{,}128.10^{-4}$
Poussière de farine	123	$3{,}700.10^{-4}$
	253	$7{,}610.10^{-4}$
	362	$10{,}600.10^{-4}$

p, g/m^2	poussière de farine 100	150	200	250	300	400	poussière minérale 200	300	400
k %	82,0	78,0	75,0	71,0	67,0	60,5	49,0	46,5	42,5

$\Delta H = (A_0 + A'_0)\, Q_T^m$ est déterminé d'après le graphique *a*) en fonction de Q_T pour diverses valeurs de p ;

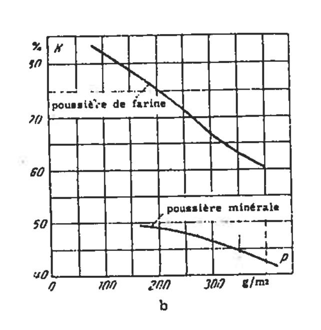
Q_T : débit relatif horaire, $m^3/m^2\,h$;

k : coefficient de captation (%), déterminé d'après le graphique *b*) ;

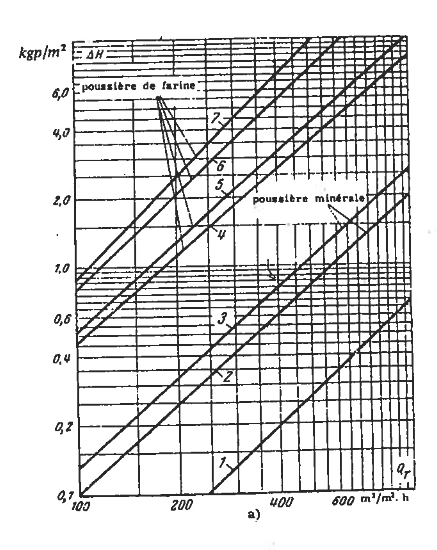
Les dimensions des particules de la poussière minérale sont au plus égales à 90 μ.

ΔH, kgp/m^2

Q_T m^3/m^2h	poussière minérale 1 $p = 0$	2 $p = 229\ g/m^2$	3 $p = 413\ g/m^2$	poussière de farine 4 $p = 97\ g/m^2$	5 $p = 123\ g/m^2$	6 $p = 253\ g/m^2$	7 $p = 362\ g/m^2$
100	–	0,10	0,12	0,45	0,50	0,80	0,90
200	–	0,25	0,37	1,10	1,25	2,00	2,50
300	0,120	0,42	0,56	1,76	2,10	3,50	4,50
400	0,20	0,60	0,80	2,60	3,10	5,10	7,00
500	0,25	0,81	1,05	3,50	4,10	7,20	9,60
600	0,35	1,05	1,40	4,45	5,20	9,20	10,4
800	0,51	1,50	2,00	6,20	7,50	13,2	19,4
1000	0,70	2,02	2,55	8,20	10,0	19,6	28,0



b



a)

Tissus filtrants — Calicot, moleskine, bayette de coton

Chapitre XII
Diagramme 12.19

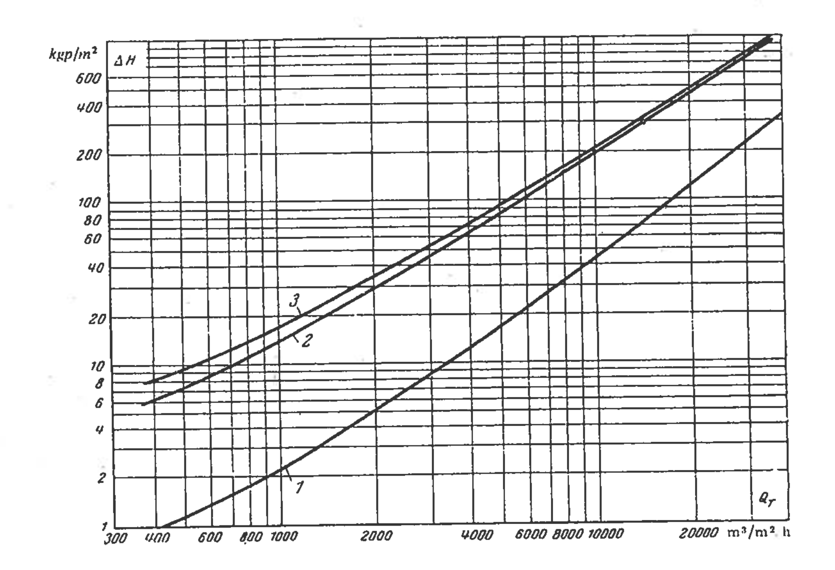
Tissus filtrants propres (non encrassés) :

$$\Delta H \simeq A_0 \, Q_T^m$$

Q_T est le débit relatif par heure, $m^3/m^2\,h$.

Tissu	Exposant m	Coefficient A_0
Calicot (sans poil)	1,47	$0,06.10^{-3}$
Moleskine (sans poil)	1,20	$3,18.10^{-3}$
Bayette de coton (poil moyen des deux côtés)	1,18	$4,21.10^{-3}$

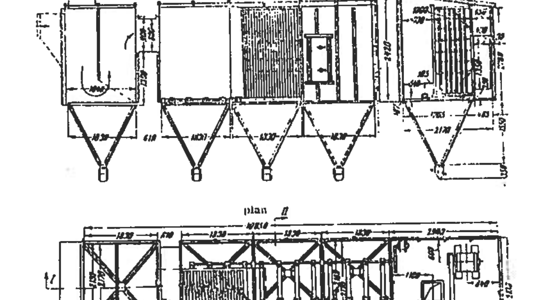
Q_T, $m^3/m^2\,h$	ΔH, kgp/m^2 — 1 Calicot	2 Moleskine	3 Bayette de coton
600	1,40	9,00	10,9
800	1,80	10,9	13,9
1000	2,30	13,8	17,0
2000	5,20	29,5	35,0
3000	8,70	46,0	53,0
4000	12,6	66,0	73,0
5000	17,0	83,0	93,0
6000	21,0	105	115
7000	27,0	129	138
8000	32,0	145	160
9000	39,0	167	182
10000	45,0	195	209
20000	126	457	479
30000	229	759	767
40000	369	1080	1110



Filtre en tissu à secousses avec diverses sortes de tissu

Chapitre XII
Diagramme 12.20

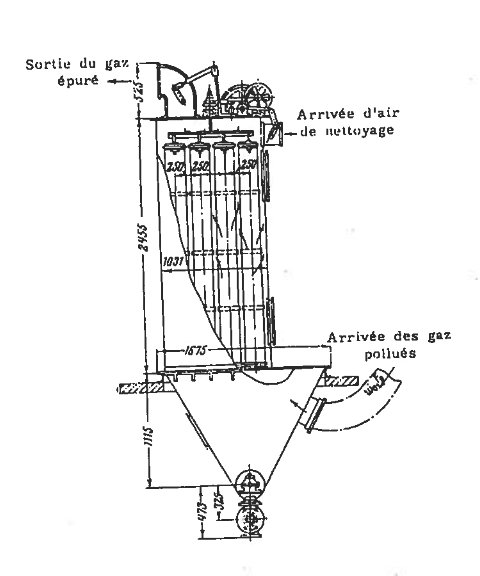
Tissu	Poussière	Débit relatif de l'air $m^3/m^2\,h$	Rendement de dépoussiérage (%)	Perte de charge du tissu, ΔH, kgp/m^2
Tricot	Sable	34,7	99,19	60,5
Moleskine noire	Venant des grilles de dépoussiérage d'un "compresseur"	83,5	85,30	26,0
Moleskine (serrée)	Sable	123,5 100	– 97,54	53,5 113



Filtre à manches aspirant, du type MFU, avec différentes sortes de tissus

Chapitre XII
Diagramme 12.21

Tissu	Poussière	Débit relatif gaz (air) $m^3/m^2\,h$	Rendement de dépoussiérage %	Perte de charge du tissu ΔH, kgp/m^2
Velventine	de farine	187,0	99,824	28
"	de sable	213,0	97,185	32
Peau de chamois	"	77,0	99,966	11,4
"	"	141,0	99,885	26,2
"	"	198,0	99,817	48,1
Toile à filtre	"	75,9	99,907	18,1
"	"	13,5	99,707	37,3
"	"	194,0	99,340	94,7
Drap n° 2	"	77,1	99,929	9,80
"	"	142,3	99,733	53,5
"	"	181,0	98,968	156,2
"	de farine	195,0	99,795	27,0
Velventine	de sable	150	–	62,0
"	"	150	–	40,0
"	"	75	–	32,0
"	"	75	–	14,0
"	détachée des cylindres de moulins	78	98,50	47,8
"	"	87	99	53,3
"	"	124	99,04	60
Drap n° 2 pour filtres BET	Oxyde de zinc et de plomb	59 59	99,52 99,12	65,5 61



Electrofiltres industriels	Chapitre XII
	Diagramme 12.22

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = \zeta_{ent.} + \zeta_{sort.} + \zeta_K$$

$\zeta_{ent.}$ est égal à ζ du diagramme 12.23 ;

$$\zeta_{sort.} = \zeta' \left(1 - \frac{F_{sort.}}{F_K}\right) \cdot \left(\frac{F_0}{F_{sort.}}\right)^2$$

ζ' est égal à ζ exprimé en fonction de α et de $l/D_{sort.}$ dans le diagramme 3.6 ; pour $l/D_{sort.} = 0$, $\zeta' = 0,5$;

$$\zeta_K = \zeta'_{ent.} + \zeta'_{sort.} + \zeta_f \;;$$

$$\zeta'_{ent.} = 0,5 \left(1 - \frac{F_e}{F_K}\right)\left(\frac{F_0}{F_e}\right)^2 \;;$$

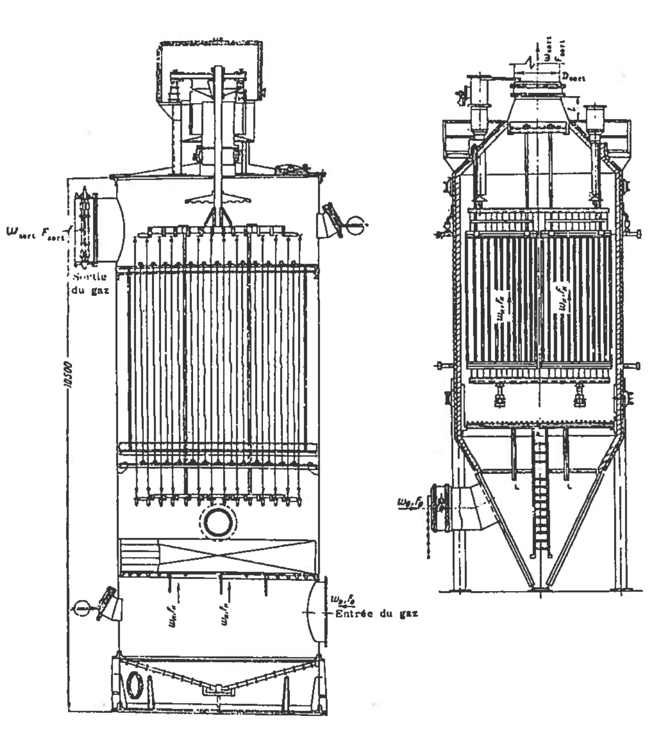
$$\zeta'_{sort} = 0,5 \left(1 - \frac{F_e}{F_K}\right)^2\left(\frac{F_0}{F_e}\right)^2 \;;$$

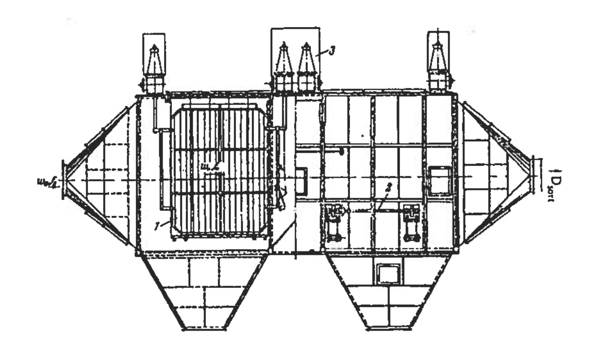
$$\zeta_f = \lambda \frac{l_e}{D_e}\left(\frac{F_0}{F_e}\right)^2 \;;$$

λ est déterminé en fonction de Re et Δ sur les diagrammes 2.2 à 2.5 ;

$$D_e = \frac{4 F_e}{\Pi_e} \;;$$

F_e, Π_e : respectivement section et périmètre de l'espace compris entre les plaques ou les tubes de précipitation.





Tronçons d'entrée d'appareils avec une grille, un empilage, ou un autre obstacle, placé dans la chambre active	Chapitre XII
	Diagramme 12.23

Conditions de transmission de l'écoulement	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
L'écoulement frappe la grille en son centre		$\zeta' = \zeta'_{ocoude} + N_0 + 0,7\,\zeta_g \left(\frac{F_0}{F_k}\right)^2 + \frac{0,013}{\left(\frac{H_g}{D_0}\right)^2}\sqrt[3]{\zeta_g - \sqrt[3]{\zeta_g}}$; ζ'_{ocoude} est égal à 0,5 ζ du coude d'après les diagrammes du chapitre VI ; N_0 est donné dans les tableaux 12.1 à 12.7 ; ζ_g est égal au ζ d'une grille, d'un empilage, ou d'un autre obstacle, d'après les données des diagrammes 8.1 à 8.6 et 8.16 à 8.21 ; On tient compte de la grandeur $\frac{0,013}{\left(\frac{H_g}{D_0}\right)^2}\sqrt[3]{\zeta_g - \sqrt[3]{\zeta_g}}$ seulement dans l'intervalle $0 < \frac{H_g}{D_0} < 1,2$.
L'écoulement frappe la grille sur sa périphérie		$\zeta = \zeta'_{ocoude} + 0,9\left[N_0 + 0,7\,\zeta_g \left(\frac{F_0}{F_K}\right)^2\right] + \frac{0,05}{\left(\frac{H_d}{F_0}\right)^2}$; On tient compte de la grandeur $\frac{0,05}{\left(\frac{H_d}{D_0}\right)^2}$ seulement pour $\frac{H_g}{D_0} < 1,2$
L'écoulement frappe la grille latéralement		$\zeta = N_0 + 0,7\,\zeta_g \left(\frac{F_0}{F_K}\right)^2 + 0,1 + \left(2 - 20\frac{H_g}{D_K}\right)$; On tient compte de la grandeur $2\text{-}20\frac{H_g}{D_K}$ seulement pour $\frac{H_g}{D_K} < 0,1$.

Si on a un système de grilles successives, le coefficient de perte de charge total ζ est égal à la somme :

$$\sum_{i=1}^{n} \zeta_{ig} = \zeta_{1g} + \zeta_{2g} + \ldots + \zeta_{ng}$$

n étant le nombre de grilles successives.

Radiateur nid d'abeilles à tubes cylindriques ou hexagonaux

Chapitre XII

Diagramme 12.24

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{ent.}\, w_1^2}{2g}} = \lambda \left(3 + \frac{l_0}{d_H}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 + \zeta_{choc} + \Delta\zeta_t \;;$$

1) pour $35 \leqslant Re^* = w_{0\,ent.}\ \Delta/\nu \leqslant 275$

$\lambda = 0{,}375\ Re^{*-0,1}\ \bar{\Delta}^{0,4}$ est déterminé d'après le graphique *a*) ;

2) pour $275 \leqslant Re^* \leqslant 500$

$\lambda = 0{,}214\,\bar{\Delta}^{0,4}$ est déterminé d'après le graphique *a*) ;

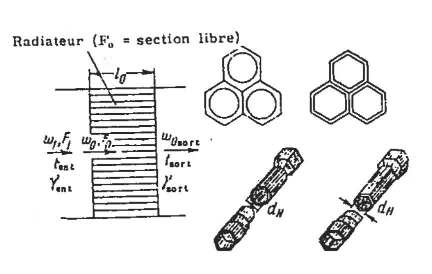
$\zeta_{choc.} = \left(\frac{F_1}{F_0} - 1\right)^2$ est déterminé d'après le graphique *b*) ;

$$\Delta\zeta_t = \left(1{,}7 + \lambda\frac{l_0}{d_H}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 \bar{T} \;;$$

$$\bar{T} = \frac{T_{sort.} - T_{ent.}}{T_{ent.}} \;;\quad \bar{\Delta} = \frac{\Delta}{d_H} \;;$$

Δ est donné dans le tableau 2.1 ;

ν est donné dans le paragraphe 1.3 *b*).



$d_H = \frac{4 f_0}{\Pi_0}$; Π_0 : périmètre ;

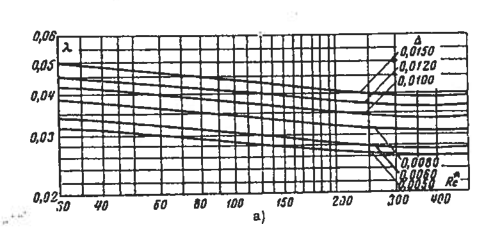
f_0 : section d'un tube ;

F_0 : section libre du radiateur ;

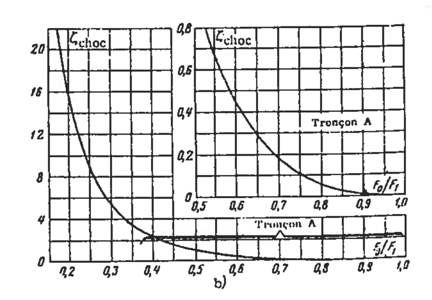
Valeurs de λ

Re^*	$\bar{\Delta}$					
	0,0050	0,0060	0,0080	0,0100	0,0120	0,0150
30	0,032	0,034	0,039	0,043	0,046	0,050
40	0,031	0,035	0,038	0,042	0,045	0,049
60	0,030	0,032	0,036	0,040	0,043	0,047
80	0,029	0,032	0,035	0,039	0,042	0,046
100	0,028	0,031	0,034	0,038	0,041	0,045
150	0,028	0,030	0,034	0,036	0,039	0,042
200	0,027	0,029	0,033	0,035	0,038	0,041
300	0,026	0,028	0,031	0,034	0,037	0,039
500	0,026	0,028	0,031	0,034	0,037	0,039

$\frac{F_0}{F_1}$	$\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2$	ζ_{choc}
0	∞	∞
0,1	100	81,0
0,2	25,0	16,0
0,3	11,1	5,43
0,4	6,25	2,25
0,5	4,00	1,00
0,6	2,78	0,45
0,7	2,04	0,18
0,8	1,56	0,06
0,9	1,23	0,01
1,0	1,00	0



a)



b)

Radiateur tubulaire à ailettes

Chapitre XII

Diagramme 12.25

Re	λ
2,5.10³	0,057
3.10³	0,054
4.10³	0,049
5.10³	0,045
6.10³	0,043
8.10³	0,039
10⁴	0,036
1,2.10⁴	0,034
1,6.10⁴	0,030
2,0.10⁴	0,029
2,5.10⁴	0,027
3,0.10⁴	0,025

F_0/F'_0	ζ_c
0	1,50
0,1	1,22
0,2	0,96
0,3	0,74
0,4	0,54
0,5	0,38
0,6	0,24
0,7	0,14
0,8	0,06
0,9	0,02
1,0	0

$d_H = \frac{2 h_2 b_0}{h_2 + b_0}$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{ent.}\, w_1^2}{2g}} = \left(z\,\zeta_c + \lambda\frac{l_0}{d_H}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 + \Delta\zeta_t$$

$\lambda = 0{,}77/\sqrt[3]{Re}$ est déterminé d'après le graphique *a*) en fonction de

$Re = \frac{w_{0\,ent.}\, d_H}{\nu}$, compris entre 3000 et 25.000 ;

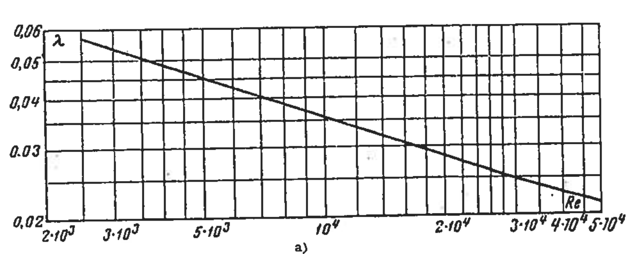
z : nombre de rangées de tubes ;

ν est donné dans § 1.3, *b*) ;

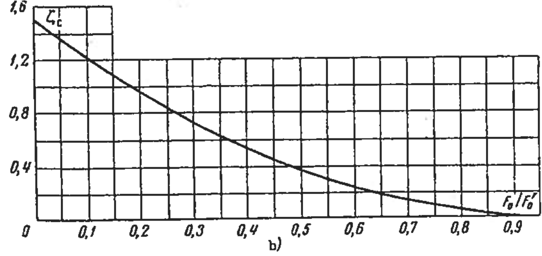
$\zeta_c = 1{,}5\left(1 - \frac{F_0}{F'_0}\right)^2$ est déterminé d'après le graphique *b*) ;

$$\Delta\zeta_t = \left(1{,}7 + \lambda\frac{l_0}{d_H}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 \bar{T} \;;$$

$$\bar{T} = \frac{T_{sort.} - T_{ent.}}{T_{ent.}} \;;$$



a)



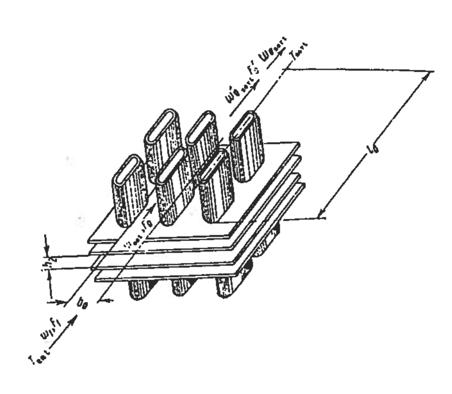
b)

Radiateur tubulaire à plaques

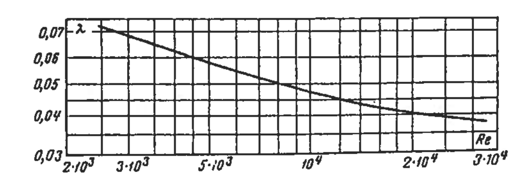
Chapitre XII

Diagramme 12.26

$$d_H = \frac{2\,h_2\,b_0}{h_2 + b_0}\ ;$$



Re	λ
3.10^3	0,068
4.10^3	0,062
5.10^3	0,057
6.10^3	0,054
8.10^3	0,050
10^4	0,046
$1,4.10^4$	0,043
$2,0.10^4$	0,040
$2,5.10^4$	0,039
$3,0.10^4$	0,038



$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma_{ent.}\, w_1^2}{2g}} = \left(z\,\zeta_c + \lambda\,\frac{l_0}{d_H}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 + \Delta\zeta_t\ ;$$

1) pour $4000 < \mathrm{Re} = \frac{w_{0\,ent.}\, d_H}{\nu} \leqslant 10000$;

$\lambda = 0{,}98/\sqrt[3]{\mathrm{Re}}$ est déterminé d'après la courbe $\lambda = f(\mathrm{Re})$;

2) pour $R > 10000$;

$\lambda = 0{,}21/\sqrt[5]{\mathrm{Re}}$ est déterminé d'après la même courbe $\lambda = f(\mathrm{Re})$;

ζ_c est déterminé d'après le graphique *b*) du diagramme 12.25 ;

$$\Delta\zeta_t = \left(1{,}7 + \lambda\frac{l_0}{d_H}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 \overline{T}\ ;$$

$$\overline{T} = \frac{T_{sort.} - T_{ent.}}{T_{ent.}}\ ;$$

z : nombre de rangées de tubes ;

ν est donné dans § 1.3 *b*).

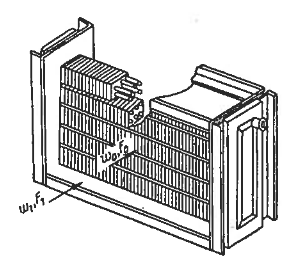
Radiateur de chauffage à plaques

Chapitre XII

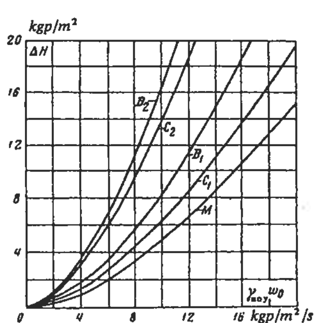
Diagramme 12.27

Valeurs de ΔH, kgp/m^2

$\gamma_{moy}\, w_0$ $kgp/m^2.s$	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
M	0	0,30	0,90	1,90	3,10	4,60	6,40	8,50	10,5	13,0	15,2
C_1	0	0,40	1,40	2,70	4,40	6,30	8,50	11,0	13,8	16,3	19,9
C_2	0	0,90	2,90	5,80	9,50	13,8	18,8	24,6	31,0	39,6	45,9
B_1	0	0,50	1,70	3,40	5,60	8,30	11,3	14,8	18,9	23,0	27,5
B_2	0	1,00	3,40	6,70	10,9	15,9	21,7	28,0	35,3	42,9	54,6



$w_0 = \frac{Q}{F_0}$; F_0 : section libre



1) pour le modèle C :

une seule rangée

$\Delta H = 0{,}138\,(\gamma_{moy.}\, w_0)^{1{,}66}$ $[kgp/m^2]$ est déterminé d'après la courbe C_1 ;

deux rangées

$\Delta H = 0{,}276\,(\gamma_{moy.}\, w_0)^{1{,}70}$ $[kgp/m^2]$ est déterminé d'après la courbe C_2.

2) pour le modèle B :

une seule rangée

$\Delta H = 0{,}150\,(\gamma_{moy.}\, w_0)^{1{,}74}$ est déterminé d'après la courbe B_1 ;

deux rangées

$\Delta H = 0{,}326\,(\gamma_{moy.}\, w_0)^{1{,}69}$ est déterminé d'après la courbe B_2.

3) pour le modèle M :

ΔH est déterminé d'après la courbe M ;

$\gamma_{moy.}$: poids spécifique, kgp/m^3.

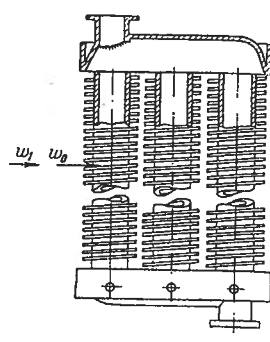
Radiateur de chauffage à ailettes en spirale

Chapitre XII

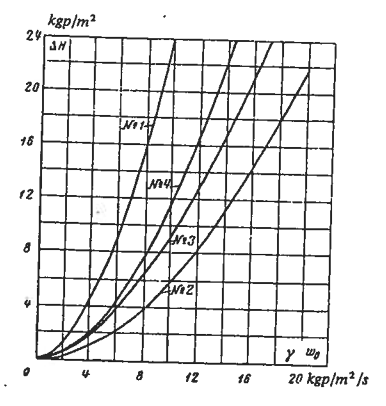
Diagramme 12.28

Valeurs de ΔH, kgp/m^2

$\gamma_{moy.} w_0$ $kgp/m^2.s$	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
N° 1	0	1,23	4,41	9,34	15,8	23,8	35,0	44,4	56,5	70,4	85,0
N° 2	0	0,30	1,09	2,31	3,94	5,97	8,38	11,6	14,3	17,7	21,7
N° 3	0	0,53	1,82	3,73	6,19	9,19	12,7	16,7	21,1	26,0	31,3
N° 4	0	0,50	1,94	4,48	7,50	11,6	16,6	22,3	29,0	36,5	45,1



$w_0 = Q/F_0$; F_0 : section libre



1) KB et T – vingt tubes ;

$\Delta H = 0{,}345\,(\gamma_{moy.}\,w_0)^{1{,}84}$ est déterminé d'après la courbe n° 1.

2) Eléments universels dans le radiateur KY ;

deux rangées

$\Delta H = 0{,}0824\,(\gamma_{moy.}\,w_0)^{1{,}86}$ est déterminé d'après la courbe n° 2.

trois rangées

$\Delta H = 0{,}156\,(\gamma_{moy.}\,w_0)^{1{,}77}$ est déterminé d'après la courbe n° 3.

quatre rangées

$\Delta H = 0{,}130\,(\gamma_{moy.}\,w_0)^{1{,}95}$ est déterminé d'après la courbe n° 4.

$\gamma_{moy.}$: poids spécifique.

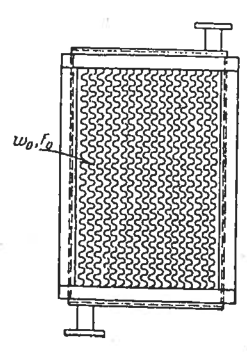
Radiateur de chauffage ondulé

Chapitre XII

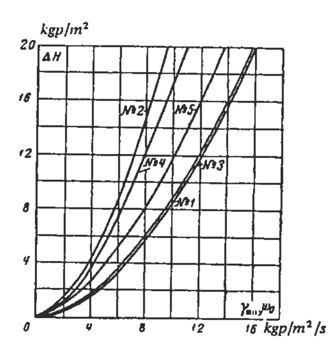
Diagramme 12.29

Valeurs de ΔH, kgp/m^2

$\gamma_{moy.} w_0$ $kgp/m^2.s$	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
N° 1	0	0,42	1,53	3,25	5,51	8,35	11,6	15,5	20,0	24,7	30,3
N° 2	0	1,13	4,04	8,52	14,4	21,8	30,5	40,6	52,0	64,4	78,0
N° 3	0	0,52	1,76	3,58	5,95	8,80	12,2	15,6	20,2	24,8	29,9
N° 4	0	1,10	3,60	7,20	11,8	17,2	23,3	30,0	38,5	47,3	56,1
N° 5	0	0,74	2,43	4,86	7,95	11,6	15,8	20,2	26,0	32,0	38,1



$w_0 = Q/F_0$; F_0 : section libre



1) Un seul canal

trois rangées

$\Delta H = 0{,}118\,(\gamma_{moy.}\,w_0)^{1{,}85}$ est déterminé d'après la courbe n° 1 ;

six rangées

$\Delta H = 0{,}315\,(\gamma_{moy.}\,w_0)^{1{,}84}$ est déterminé d'après la courbe n° 2.

2) Deux canaux

une rangée

$\Delta H = 0{,}153\,(\gamma_{moy.}\,w_0)^{1{,}76}$ est déterminé d'après la courbe n° 3.

deux rangées

$\Delta H = 0{,}336\,(\gamma_{moy.}\,w_0)^{1{,}71}$ est déterminé d'après la courbe n° 4.

3) Trois canaux sur une seule rangée :

$\Delta H = 0{,}227\,(\gamma_{moy.}\,w_0)^{1{,}71}$ est déterminé d'après la courbe n° 5 ;

$\gamma_{moy.}$: poids spécifique.

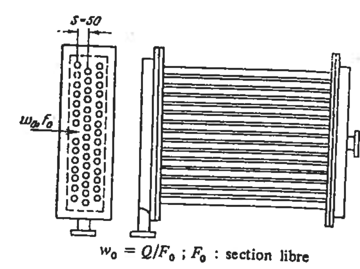
Radiateur de chauffage tubulaire plat

Chapitre XII

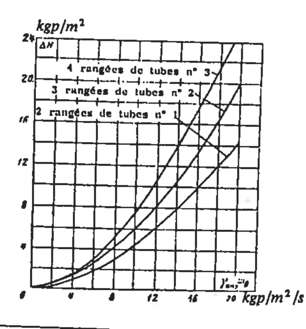
Diagramme 12.30

Valeurs de ΔH, kgp/m^2

$\gamma_{moy.} w_0$ $kgp/m^2.s$	0	1	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
2 rangées N° 1	0	0,06	0,22	0,77	1,60	2,70	4,00	6,00	7,80	9,80	11,7	14,3
3 rangées N° 2	0	0,08	0,31	1,10	2,20	3,80	5,70	7,90	10,4	13,2	16,3	20,1
4 rangées N° 3	0	0,11	0,40	1,40	2,90	4,90	7,30	10,2	13,4	17,1	21,0	26,0



$w_0 = Q/F_0$; F_0 : section libre



deux rangées

$\Delta H = 0{,}0625\,(\gamma_{moy.}\,w_0)^{1{,}81}$ $[kgp/m^2]$, est déterminé d'après la courbe n° 1 ;

trois rangées

$\Delta H = 0{,}0877\,(\gamma_{moy.}\,w_0)^{1{,}81}$ est déterminé d'après la courbe n° 2 ;

Quatre rangées

$\Delta H = 0{,}113\,(\gamma_{moy.}\,w_0)^{1{,}81}$ est déterminé d'après la courbe n° 3.

$\gamma_{moy.}$: poids spécifique.

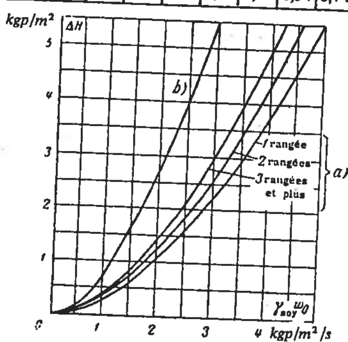
Radiateur de chauffage formé de plusieurs radiateurs accolés

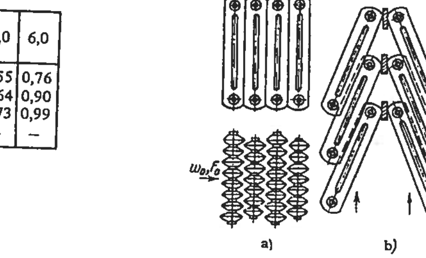
Chapitre XII

Diagramme 12.31

Valeurs de ΔH, kgp/m^2

$\gamma_{moy.} w_0$ $kgp/m^2.s$		0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	5,0	6,0
a	1 rangée	0	0,01	0,03	0,06	0,11	0,16	0,22	0,29	0,37	0,55	0,76
a	2 rangées	0	0,01	0,03	0,07	0,12	0,18	0,25	0,33	0,43	0,64	0,90
a	3 rangées	0	0,01	0,04	0,08	0,14	0,21	0,29	1,39	0,49	0,73	0,99
	b)	0	0,02	0,07	0,16	0,26	0,39	0,54	0,74	0,92	—	—





1) Radiateur droit

ΔH est déterminé d'après les courbes *a*) ;

2) Radiateur incliné

ΔH est déterminé d'après la courbe *b*) ;

$\gamma_{moy.}$: poids spécifique $[kgp/m^3]$

Echangeurs de chaleur divers

Chapitre XII

Diagramme 12.32

Caractéristique de l'échangeur de chaleur	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \dfrac{\Delta H}{\gamma_{moy.}\, w^2_{0\,moy.}/2g}$
Caisson d'un faisceau de tubes baignant dans un écoulement longitudinal		$\zeta = 0{,}5\left(1-\frac{F_0}{F_1}\right)+\left(1-\frac{F_0}{F_1}\right)^2+\lambda\frac{l_0}{d_H}+\Delta\zeta_t$ pour un caisson à section circulaire : $d_H = \frac{D_1^2 - z\,d_N^2}{z\,d_N}$ pour un caisson à section rectangulaire : $d_H = \frac{4\left(a_1 b_1 - z\frac{\pi}{4}d_N^2\right)}{2(a_1+b_1) - Z\pi d_N}$ λ est déterminé d'après les diagrammes 2.1 à 2.5
Caisson d'un faisceau de tubes, l'écoulement passant dans les tubes		$\zeta = 0{,}5\left(1-\frac{F_0}{F_1}\right)+\left(1-\frac{F_0}{F_1}\right)^2+\lambda\frac{l_0}{d_0}+\Delta\zeta_t$ λ est déterminé d'après les diagrammes 2.1 à 2.5
Echangeur à deux voies avec faisceau de tubes transversal (coude de 180°)		$\zeta = \zeta_{180} + \zeta_{faisc.} + \Delta\zeta_t$ ζ_{180} est égal à ζ d'un coude en forme de П. avec $l_0/b_0 = 0$ (diagrammes 6.21 à 6.24) ; $\zeta_{faisc.}$ est égal au ζ du faisceau de tubes correspondant sur les diagrammes 8.11 et 8.12
Avec un faisceau de tubes baignant dans un écoulement mixte (alternativement longitudinal et transversal)	a) b)	$\zeta = \zeta_{faisc.} + \Delta\zeta_t$ Pour le schéma *a*), $\zeta_{faisc.}$ est égal au ζ du faisceau correspondant sur les diagrammes 8.11 et 8.12 ; il est pris seulement pour la moitié des rangées de tubes du faisceau de chaque partie de l'écoulement transversal. Pour le schéma *b*), $\zeta_{faisc.}$ est égal au ζ du faisceau sur les mêmes diagrammes, mais pour toutes les rangées de tubes coupées par la cloison, et pour la moitié des tubes situés en dehors de la cloison.

$\Delta\zeta = 2\dfrac{t_{sort.} - t_{ent.}}{273 + t_{ent.}}$; $t_{moy.} = \dfrac{t_{ent.} + t_{sort.}}{2}$; $\gamma_{moy.} = \dfrac{\gamma_0}{1 + \dfrac{t_{moy.}}{273}}$; $w_{0\,moy.} = w_{0\,ent.}\dfrac{273 + t_{moy.}}{273 + t_{ent.}}$

Déflecteurs	Chapitre XII Diagramme 12.33

Désignation du déflecteur	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Déflecteur CAGI circulaire		$\zeta = 0{,}64$
Déflecteur CAGI rectangulaire		$\zeta = 0{,}64$
Déflecteur "Chanard-Etoile"		$\zeta = 1$

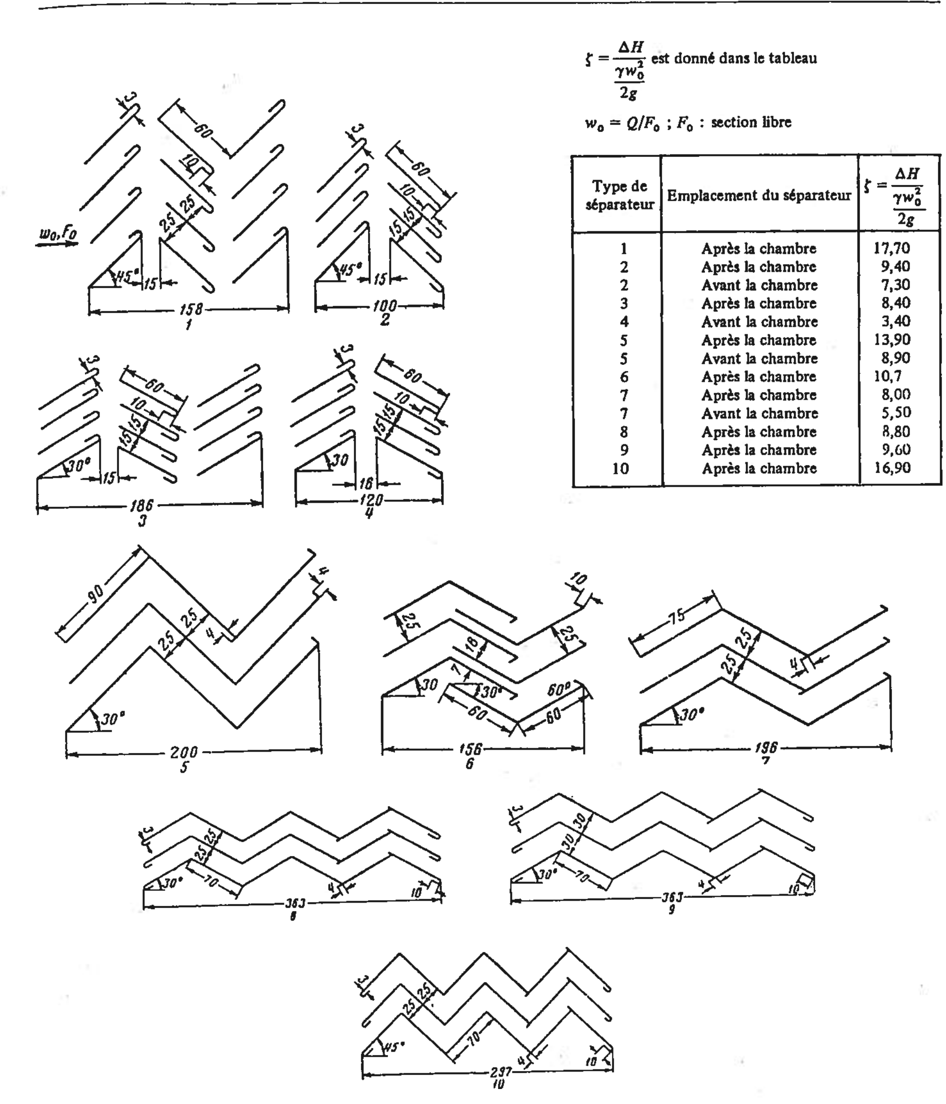
Déflecteurs *(suite)*	Chapitre XII Diagramme 12.33

Désignation du déflecteur	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Déflecteur de Grigorovitch		$\zeta = 1{,}04$
Déflecteur CAGI unifié pour voitures, sans raccord intermédiaire		Sans couvercle $\zeta = 1{,}4$ Avec couvercle $\zeta = 3$

Déflecteurs (*suite*) — Chapitre XII — Diagramme 12.33

Désignation du déflecteur	Schéma	Coefficient de perte de charge $\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Déflecteur CAGI unifié pour voitures, avec raccord intermédiaire		Avec couvercle $\zeta = 2{,}6$
Déflecteur "en gousse d'ail"		Sans couvercle $\zeta = 10{,}6$ Avec couvercle $\zeta = 11{,}6$

Séparateurs — Chapitre XII — Diagramme 12.34



$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$ est donné dans le tableau

$w_0 = Q/F_0$; F_0 : section libre

Type de séparateur	Emplacement du séparateur	$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
1	Après la chambre	17,70
2	Après la chambre	9,40
2	Avant la chambre	7,30
3	Après la chambre	8,40
4	Avant la chambre	3,40
5	Après la chambre	13,90
5	Avant la chambre	8,90
6	Après la chambre	10,7
7	Après la chambre	8,00
7	Avant la chambre	5,50
8	Après la chambre	8,80
9	Après la chambre	9,60
10	Après la chambre	16,90

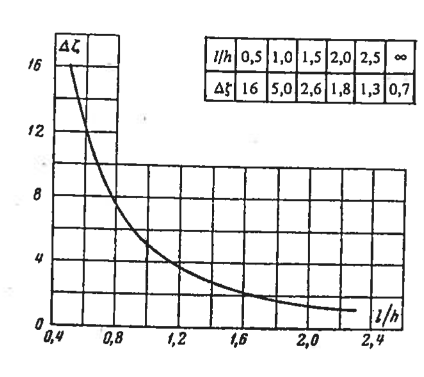
Lanternes d'aération de types divers | **Chapitre XII** | **Diagramme 12.35**

Dénomination	Schéma	$\alpha°$	l/h	$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
Batourin – Brandt avec grille		45	1,3	6,5
Batourin – Brandt avec volets		80	1,3	6,8
LD – 4		0	1,46	8,3
LEN – PSP avec deux volets Le même avec trois volets		80 80	1,49 1,49	3,9 3,9
KTIS		40	1,12	4,3
MIOT – 2 MIOT – 2a		0 0	0,69 0,86	9,0 5,8
PSK – 1		0	1,45	5,3

Lanternes d'aération de types divers *(suite)* | **Chapitre XII** | **Diagramme 12.35**

Dénomination	Schéma	$\alpha°$	l/h	$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}}$
PSK – 2 en régime d'été PSK – 2 en régime d'hiver		– –	1,00 1,00	5,1 8,6
A deux étages		40	1,12	4,2
Giprotis		40	1,12	4,6
Rioukine – Ilnisk		40	0,58	4,3
Lanterne d'immeuble		40	1,12	3,3

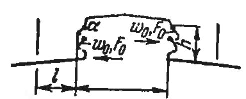
Lanterne d'aération rectangulaire avec panneaux	Chapitre XII
	Diagramme 12.36



l/h	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	∞
Δζ	16	5,0	2,6	1,8	1,3	0,7

Tableau 12.9

α°	35	45	55
a	8,25	5,25	3,15



$$\zeta = \frac{\Delta H}{\frac{\gamma w_0^2}{2g}} = a + \Delta\zeta ;$$

a est donné dans le tableau 12.9 en fonction de $\alpha°$;

$\Delta\zeta = \frac{3}{(l/h)^2} + \frac{0,2}{l/h}$ est exprimé en fonction de l/h sur la courbe.

BIBLIOGRAPHIE

Chapitre I

1-1. И. И. Агроскин, Г. Т. Дмитриев и Ф. И. Пикалов, Гидравлика, Госэнергоиздат, 1954 г.
1-2. А. Д. Альтшуль, Истечение из отверстий жидкостей с повышенной вязкостью, «Нефтяное хозяйство», № 2, 1950.
1-3. А. Д. Альтшуль, Расчетные зависимости при истечении жидкостей большой вязкости, «Вестник инженеров и техников», № 4, 1951.
1-4. А. Д. Альтшуль, Об истечении жидкостей значительной вязкости при переменном уровне и теории вискозиметра, жур. Технической физики, т. XXVII, вып. 4, АН СССР, 1957.
1-5. М. А. Великанов, Динамика русловых потоков. Гостехиздат, 1954.
1-6. И. Е. Идельчик, Гидравлические сопротивления (физико-механические основы), Госэнергоиздат, 1954.
1-7. А. Н. Макаров, М. Я. Шерман, Расчет дрос-
сельных устройств, Металлургиздат, 1953.
1-8. М. П. Малков, К. Ф. Павлов, Справочник по
глубокому охлаждению, Гостехиздат, 1947.
1-9. Металлургические печи, под ред. М. А. Глинкова. Металлургиздат, 1951.
1-10. М. А. Мостков, Гидравлический справочник, Госстройиздат, 1954.
1-11. М. И. Невельсон, Центробежные вентиляторы, Госэнергоиздат, 1954.
1-12. Нормы аэродинамического расчета котельных агрегатов, Машгиз, 1949.
1-13. Нормы расчета циркуляции воды в паровых котлах, ЦКТИ, Машгиз, 1950.
1-14. Нормы теплового расчета котельного агрегата, ВТИ, Госэнергоиздат, 1954.
1-15. В. И. Поликовский, Вентиляторы, воздуходувки, компрессоры, Машгиз, 1938.
1-16. Л. Прандтль, Гидроаэромеханика, ГИИЛ, 1953.
1-17. Г. Рихтер, Гидравлика трубопроводов, ОНТИ, 1936.
1-18. Е. Е. Солодкин, А. С. Гиневский, Турбу-
лентное течение вязкой жидкости в начальных
участках осесимметричных и плоских каналов, Тру-
ды ЦАГИ, вып. № 701, Оборонгиз, 1957.
1-19. Справочник химика, т. 1, Госхимиздат, 1951.
1-20. Справочник Hütte, т. 1, ОНТИ, 1936.
1-21. Справочник, теплотехнические свойства ве-
ществ (под. ред. Н. Б. Варгафтика), Госэнергоиз-
дат, 1956.
1-22. Н. Я. Фабрикант, Аэродинамика, Гостехиздат, 1949.
1-23. Г. В. Филиппов, О влиянии входного участка на сопротивление трубопроводов, Кандидатская диссертация, Куйбышевский индустриальный институт, 1955.
1-24. В. З. Френкель, Гидравлика, Госэнергоиздат, 1956.
1-25. Д. Шиллер, Движение жидкостей в трубах, Техиздат, 1936.
1-26. Б. Н. Юрьев, Экспериментальная аэродинамика, ОНТИ, 1936.

Chapitre II

2-1. Г. Н. Абрамович, Прикладная газовая динамика, Гостехтеориздат, 1953.
2-2. И. И. Агроскин, Г. Т. Дмитриев, Ф. И. Пикалов, Гидравлика, Госэнергоиздат, 1954.
2-3. Г. А. Адамов, И. Е. Идельчик, Эксперимен-
тальное исследование сопротивления фанерных
труб круглого и квадратного сечений при вполне
развившемся турбулентном течении, Труды
№ 670, МАП, 1948.
2-4. Г. А. Адамов, И. Е. Идельчик, Эксперимен-
тальное исследование турбулентного течения в на-
чальных участках прямых труб круглого и
квадратного сечения. «Технические отчеты», № 124,
МАП, 1948.
2-5. Г. А. Адамов, Общее уравнение для закона со-
противления при турбулентном течении и новые
формулы для коэффициента сопротивления шеро-
ховатых труб, «Вестник инженеров и техников»,
№ 1, 1952.
2-6. Г. А. Адамов, Приближенные расчетные форму-
лы для коэффициентов гидродинамического сопро-
тивления. «Вестник инженеров и техников», № 2,
1953.
2-7. Г. А. Адамов, Приближенный расчет гидравли-
ческого сопротивления и движения газов и жидко-
стей в трубопроводах. Сборник «Вопросы разра-
ботки и эксплуатации газовых месторождений»,
Гостоптехиздат, 1953.
2-8. А. Д. Альтшуль, О законе турбулентного дви-
жения жидкости в гладких трубах, ДАН СССР,
LXXV, № 5, 1950.
2-9. А. Д. Альтшуль, О распределении скоростей
при турбулентном движении в трубах, «Гидротех-
ническое строительство», № 1, 1951.

2-10. А. Д. Альтшуль, Закон сопротивления трубопроводов, ДАН СССР, т. XXVI, № 6, 1951.
2-11. А. Д. Альтшуль, Обобщенная зависимость для гидравлического расчета трубопроводов, «Гидротехническое строительство», № 6, 1952.
2-12. А. Д. Альтшуль, Сопротивление трубопроводов в квадратичной области, «Санитарная техника», сб. четвертый, Госстройиздат, 1953.
2-13. А. Д. Альтшуль, О распределении скоростей при турбулентном течении жидкости в технических трубах, «Теплоэнергетика» № 2, 1956.
2-14. А. Д. Альтшуль, Основные закономерности турбулентного течения жидкости в технических трубопроводах, «Санитарная техника», сб. шестой, Госстройиздат, 1957.
2-15. А. Д. Альтшуль, К обоснованию формулы Кольбрука, Известия АН СССР, ОТН, № 6, 1958.
2-16. Б. М. Аше и Г. А. Максимов. Отопление и вентиляция, т. II, Стройиздат, 1940.
2-17. Б. А. Бахметьев, О равномерном движении жидкости в каналах и трубах, 1931.
2-18. П. Ю. Гамбург, Таблицы и примеры для расчета трубопроводов отопления и горячего водоснабжения, Стройиздат, 1953.
2-19. А. Ф. Гандельсман, А. А. Гухман, Н. В. Илюхин, Л. Н. Науриц, Исследования коэффициента сопротивления при течении с околозвуковой скоростью, ч. I и II, ЖТФ, т. XXIV, вып. 12, 1954.
2-20. А. С. Гиневский, Е. Е. Солодкин, Аэродинамические характеристики начального участка трубы кольцевого сечения при турбулентном течении в пограничном слое, «Промышленная аэродинамика», сб. № 12, Оборонгиз, 1959.
2-21. А. П. Зегжда, Гидравлические потери на трение в каналах и трубопроводах, Госэнергоиздат, 1957.
2-22. И. Е. Идельчик, Определение коэффициента трения стальных труб газопровода Саратов—Москва, «Технические отчеты», № 50, БНТ, НКАП, 1945.
2-24. И. Е. Идельчик, Гидравлические сопротивления (физико-механические основы), Госэнергоиздат, 1954.
2-23. С. В. Избаш, Б. Т. Ельцев, П. М. Слисский, Гидравлические справочные данные, МЭИ, 1954.
2-25. С. В. Избаш, Основы гидравлики, Стройиздат, 1952.
2-26. И. А. Исаев, Новая формула для определения коэффициента гидравлического сопротивления прямой круглой трубы, «Нефтяное хозяйство», № 5, 1951.
2-27. Т. Карман. Некоторые вопросы теории турбулентности, Сборник «Проблемы турбулентности», под ред. М. А. Великанова и Н. Г. Швейковского, ОНТИ, 1936.
2-28. М. И. Кисин, Отопление и вентиляция, ч. II, Стройиздат, 1949.
2-29. В. К. Конаков, Новая формула для коэффициента сопротивления гладких труб, ДАН СССР, XXV, № 5, 1950.
2-30. Б. Н. Лобаев, Новые формулы расчета труб в переходной области, сб. «Новое в строительной технике», Академия Архитектуры УССР, Санитарная техника, 1954.
2-31. В. М. Лятхер, Анализ и выбор расчетных формул для коэффициента трения в трубах, сб. статей студенческого научного общества, МЭИ, 1954.
2-32. Г. А. Мурин, Гидравлическое сопротивление стальных труб, «Известия ВТИ», № 10, 1948.
2-33. Г. А. Мурин, Гидравлическое сопротивление стальных нефтепроводов, «Нефтяное хозяйство», № 4, 1951.
2-34. И. Никурадзе, Закономерности турбулентного движения в гладких трубах, сб. «Проблемы турбулентности», под ред. М. А. Великанова и Н. Г. Швейковского, ОНТИ, 1936.
2-35. В. М. Овсенян, Выражение гидравлических потерь через осредненную скорость при неустановившемся движении жидкости в жесткой трубе, Ереванский политехнический ин-т, сб. научных трудов, № 14, вып. 2, 1952.
2-36. Н. Н. Павловский, Гидравлический справочник, ОНТИ, 1937.
2-37. Б. С. Петухов, А. С. Сухомел, В. С. Протопопов, Исследование сопротивления трения и коэффициента восстановления температуры стенки при движении газа в круглой трубе с высокой дозвуковой скоростью, «Теплоэнергетика», № 3, 1957.
2-38. А. А. Позин, Принципы расчета и конструирования всасывающих рукавов. Диссертация к. т. н., 1950.
2-39. В. Н. Попов, Гидравлический расчет напорных трубопроводов гидростанций, Госэнергоиздат, 1950.
2-40. Л. Прандтль, Результаты работ последнего времени по изучению турбулентности. Сборник «Проблемы турбулентности», под ред. М. А. Великанова и Н. Г. Швейковского, ОНТИ, 1936.
2-41. Л. Прандтль, Гидроаэродинамика, ГИИЛ, 1953.
2-42. Г. Рихтер, Гидравлика трубопроводов, ОНТИ, 1936.
2-43. С. А. Рысин, Вентиляторы общепромышленного назначения, Стройиздат, 1951
2-44. Е. Е. Солодкин, А. С. Гиневский, Турбулентный пограничный слой и сопротивление трения цилиндра с учетом влияния поперечной кривизны поверхности, Труды МАП, вып. 690, 1956.
2-45. Е. Е. Солодкин, А. С. Гиневский, Турбулентное течение вязкой жидкости в начальных участках осесимметричных и плоских каналов, Труды ЦАГИ, вып. 701, Оборонгиз, 1957.
2-46. В. Ф. Тольцман, Ф. А. Шевелев, Гидравлическое сопротивление резиновых рукавов, сб. ВНИИ Водгео, «Исследование по гидравлике трубопроводов», 1952.
2-47. Н. Ф. Федоров, Новые исследования и гидравлические расчеты канализационных сетей, Стройиздат, 1956.
2-48. Г. К. Филоненко, Формула для коэффициента гидравлического сопротивления гладких труб. «Известия ВТИ», № 10(162), 1948.
2-49. Г. К. Филоненко, Гидравлическое сопротивление трубопроводов, «Теплоэнергетика», № 4, 1954.
2-50. Р. С. Флятау, Гидротехнические расчеты трубопроводов, Гостоптехиздат, 1949.
2-51. Н. З. Френкель, Гидравлика, Госэнергоиздат, 1956.
2-52. Ф. А. Шевелев, Исследование основных гидравлических закономерностей турбулентного движения в трубах, «Инженерная гидравлика», ВНИИ Водгео, Стройиздат, 1953.
2-53. Ф. А. Шевелев. Гидравлическое сопротивление металлических труб больших диаметров, «Гидротехническое строительство», № 1, 1950.
2-54. Ф. А. Шевелев, Гидравлический расчет асбестоцементных труб, ВНИИ Водгео, 1954.
2-55. Б. Л. Шифринсон, Гидродинамический расчет тепловых сетей, «Тепло и сила», № 1, 1935.

2-56. А. К. Якимов. Новый закон турбулентного движения вязкой жидкости, ДАН СССР, Новая серия, т. 4, 1945.
2-57. Blasius, Der Ähnlichkeitsgesetz bei Reibungsvorgängen in Flüssigkeiten, Mitt. Forschungsarbeiten VDI, Heft 131, 1913.
2-58. Colebrook F., Turbulent flow in pipes with particular reference to the transition region between the smooth and rough pipe laws, Journal of the Inst. of Civil Engineers, 1938, 1939, № 4.
2-59. Hagen G., Poggendorffs Annalen, Bd. 46, 1839.
2-60. Hering F., Die Rohrreibungszahl, Brenst., Wärme, Kraft, 1952, Bd 4.
2-61. Kirschmer O., Der gegenwärtige Stand unserer Erkenntnisse über die Rohrreibung, G. W. F. ausgabe Wasser, 1953, H. 16, 18.
2-62. Maréchal H., Pertes de charge continues en conduite forcée de section circulaire, Annales des travaux publics de Belgique, 1955, № 6.
2-63. Moody L. F., Friction factor for pipe flow, Trans. of the ASME, November, 1944, v. 66.
2-64. Morris M., A new concept of flow in rough conduits. Proc. Amer. Soc. Civil Engrs, 1954, № 390.
2-65. Müller W., Druckverlust in Rohrleitungen, Energietechnik, 1953, H. 7.
2-66. Nikuradze J., Strömungsgesetze in rauchen Rohren, VDI, 1933, № 361.
2-67. Poiseuille, Comptes Rendus, v. 11, 1840.
2-68. Richter H., Rohrhydraulik, 1954.

Chapitre III

3-1. И. Е. Идельчик, Гидравлические сопротивления при входе потока в каналы и протекании через отверстия, «Промышленная аэродинамика», сб. № 2, БНТ, НКАП, 1944.
3-2. И. Е. Идельчик, Определение коэффициентов сопротивления при истечении через отверстия, «Гидротехническое строительство», № 5, 1953.
3-3. И. Е. Идельчик, Гидравлические сопротивления (физико-механические основы), Госэнергоиздат, 1954.
3-4. И. Е. Идельчик, Учет влияния вязкости на гидравлическое сопротивление диафрагм и решеток, «Теплоэнергетика», № 9, 1960.
3-5. В. Н. Карев, Потери напора при внезапном сужении трубопровода и влияние местных сопротивлений на нарушения потока, «Нефтяное хозяйство», № 8, 1953.
3-6. М. М. Носова, Сопротивление входных и выходных раструбов с экранами, «Промышленная аэродинамика», сб. № 7, 1956.
3-7. М. М. Носова, Н. Ф. Тарасов, Сопротивление приточно-вытяжных шахт, «Промышленная аэродинамика», сб. № 12, Оборонгиз, 1959.
3-8. В. И. Ханжонков, Сопротивление сеток, «Промышленная аэродинамика», сб. № 2, БНТ, НКАП, 1944.
3-9. В. И. Ханжонков, Сопротивление приточных и вытяжных шахт, «Промышленная аэродинамика», сб. № 3, БНИ, МАП, 1947.
3-10. В. И. Ханжонков, Аэродинамические характеристики коллекторов, «Промышленная аэродинамика», сб. № 4, 1953.
3-11. В. И. Ханжонков, Уменьшение аэродинамического сопротивления отверстий кольцевыми ребрами и уступами, «Промышленная аэродинамика», сб. № 12, Оборонгиз, 1959.
3-12. Г. А. Чепайкин, Определение потерь при входе потока в турбинную камеру, Известия высших учебных заведений, Энергетика, № 2, 1958.
3-13. Bevier C. W., Resistance of wooden louvers to fluid flow, Heating, piping and air conditioning, May, 1955.
3-14. Cobb P. R., Pressure loss of air flowing through 45-degree wooden louvers, Heating, piping and air conditioning, December, 1953.
3-15. Weisbach J., Lehrbuch der Ingenieur und Maschinenmechanik, II Aufl., 1850.

Chapitre IV

4-1. Г. Н. Абрамович, Турбулентные свободные струи жидкостей и газов, Госэнергоиздат, 1948.
4-2. А. Д. Альтшуль, Использование задачи Жуковского для определения местных потерь в трубах, «Вестник инженеров и техников», № 6, 1948.
4-3. А. Д. Альтшуль, Истечение из отверстий жидкостей с повышенной вязкостью, «Нефтяное хозяйство», № 2, 1950.
4-4. А. Д. Альтшуль, Расчетные зависимости при истечении жидкостей большой вязкости, «Вестник инженеров и техников», № 4, 1951.
4-5. А. Д. Альтшуль, Об истечении жидкостей значительной вязкости при переменном уровне и теории вискозиметра Энглера, Жур. технической физики, т. XXVII, АН СССР, 1957.
4-6. П. М. Брик, Д. А. Гроссман, Результаты исследований гидравлических сопротивлений дроссельных шайб, «Наладочные и экспериментальные работы ОРГРЭС», вып. IX, Госэнергоиздат, 1954.
4-7. М. Ф. Бромлей, Коэффициенты расхода отверстий, прикрытых створками, «Современные вопросы вентиляции», Стройиздат, 1941.
4-8. С. А. Егоров, Формула для потери напора на внезапном расширении трубы при ламинарном течении, Труды МАИ, вып. II, 1946.
4-9. И. Е. Жуковский, Видоизменение метода Кирхгофа для определения движения жидкости в двух измерениях при постоянной скорости, данной на неизвестной линии тока, Соч. т. 2, Госиздат, 1949.
4-10. И. Е. Идельчик, Гидравлические сопротивления при входе потока в каналы и протекании через отверстия, «Промышленная аэродинамика», сб. № 2, БНТ, НКАП, 1944.
4-11. И. Е. Идельчик, Потери на удар в потоке с неравномерным распределением скоростей, Труды МАП вып. 662, 1948.
4-12. И. Е. Идельчик, Определение коэффициентов сопротивления при истечении через отверстия, «Гидротехническое строительство», № 5, 1953.
4-13. И. Е. Идельчик, Гидравлические сопротивления (физико-механические основы), Госэнергоиздат, 1954.
4-14. И. Е. Идельчик, Учет влияния вязкости на гидравлическое сопротивление диафрагм и решеток, «Теплоэнергетика», № 9, 1960.
4-15. В. Н. Карев, Потери напора при внезапном расширении трубопровода, «Нефтяное хозяйство», № 11 и 12, 1952.
4-16. В. Н. Карев, Потери напора при внезапном сужении трубопровода и влияние местных сопротивлений на нарушение потока, «Нефтяное хозяйство», № 8, 1953.
4-17. А. В. Крылов, Некоторые экспериментальные данные об истечении жидкостей через острые диафрагмы, «Известия АН СССР», ОТН, № 2, 1948.
4-18. А. В. Теплов, Значения коэффициентов расхода, скорости и потерь для внутренней цилиндрической насадки, «Гидротехническое строительство», № 10, 1953.

4-19. Н. З. Френкель, Гидравлика, Госэнергоиздат, 1956.
4-20. В. И. Ханжонков, Аэродинамические характеристики коллекторов, «Промышленная аэродинамика», сб. № 4, БНИ МАП, 1953.
4-21. Cornell W. G., Losses in flow normal to plane screens, Transactions of the ASME, 1958, № 4.
4-22. Iversen H. W., Berkeby, Calif, Orifice coefficients for Reynolds numbers from 4 to 50000, Trans. ASME, 1956, v. 78, № 2.
4-23. Johansen F., Flow through pipe orifice of flow Reynolds numbers, Proceedings of the Royal Society, Serie A, 1930, v. 126, № 801.
4-24. Kolodzie P. A., Van Winkle M., Discharge coefficients through perforated plates, A.J.Ch.E. Journal, 1959, № 9.

CHAPITRE V

5-1. Г. Н. Абрамович, Аэродинамика местных сопротивлений, «Промышленная аэродинамика». Труды вып. 211, 1935.
5-2. Г. М. Бам-Зеликович, Расчет пограничного слоя, «Известия АН СССР», ОТН, № 12, 1954.
5-3. Г. М. Бам-Зеликович, Вычисление параметров сжимаемого газа с неравномерным профилем скоростей и температуры, движущегося в канале произвольной формы при наличии турбулентного перемешивания, Ин-т им. Л. И. Баранова, Труды, № 300, 1957.
5-4. А. Р. Бушель, Снижение внутренних потерь в шахтной установке с осевым вентилятором, Труды, № 673, БНТ МАП, 1948.
5-5. А. И. Ведерников, Экспериментальные исследования движения воздуха в плоском расширяющемся канале, Труды ЦАГИ, вып. 21, 1926.
5-6. А. Гибсон, Гидравлика и ее приложения, ОНТИ, 1935.
5-7. А. С. Гиневский, Энергетические характеристики дозвуковых диффузорных каналов, «Известия АН СССР», ОНТИ, № 3, 1956.
5-8. А. С. Гиневский, Расчет потерь в расширяющихся и сужающихся каналах, «Промышленная аэродинамика», сб. № 7, БНИ МАП, 1956.
5-9. А. С. Гиневский, Е. Е. Солодкин, Влияние поперечной кривизны поверхности на характеристики осесимметричного турбулентного пограничного слоя, Прикладная математика и механика, т. XXII, № 6, 1958.
5-10. К. В. Гришанин, Установившееся турбулентное движение жидкости в коническом диффузоре с малым углом раскрытия, Труды Ленинградского Политехнического ин-та инженерного транспорта, вып. 22, 1955.
5-11. Г. А. Гуржиенко, Об установившемся турбулентном течении в конических диффузорах с малыми углами расширения, Труды ЦАГИ, вып. 462, 1939.
5-12. С. А. Довжик, А. С. Гиневский, Экспериментальное исследование напорных патрубков стационарных осевых машин, «Технические отчеты», № 130, БНИ МАП, 1955.
5-13. И. Ф. Евдокимов, Опыты по отсасыванию пограничного слоя в аэродинамических трубах больших скоростей, Труды ЦАГИ, вып. 506, 1940.
5-14. Б. Н. Егоров, Опыты с диффузорами аэродинамических труб, ТВФ, № 3, 1930.
5-15. И. Е. Идельчик, Аэродинамика всасывающих патрубков, «ТВФ», № 5—6. 1944.
5-16. И. Е. Идельчик, Аэродинамика потока и потери напора в диффузорах, «Промышленная аэродинамика», сб. № 3, БНТ МАП, 1947.
5-17. И. Е. Идельчик, Выравнивающее действие сопротивления, помещенного за диффузором. Труды, вып. 662, БНТ МАП, 1948.
5-18. И. Е. Идельчик, Гидравлические сопротивления (физико-механические основы), Госэнергоиздат, 1954.
5-19. И. Е. Идельчик, Исследование коротких диффузоров с разделительными стенками, «Теплоэнергетика», № 8, 1958.
5-20. А. М. Левин, Положение точки отрыва в плоских диффузорах, ДАН СССР, т. XXXVII, № 5, 1952.
5-21. А. Г. Лифшиц, О преобразовании скорости газа в давление в диффузоре, Труды Уральского политехнического ин-та им. С. М. Кирова, сб: № 1, 1955.
5-22. И. Л. Локшин, А. Х. Газирбекова, Работа диффузоров, установленных за центробежными вентиляторами, «Промышленная аэродинамика», сб. № 6, БНИ МАП, 1955.
5-23. И. М. Макаров, К расчету коэффициента потерь в диффузорных решетках при плоском потоке, «Котлотурбостроение», № 1, 1950.
5-24. О. Н. Овчинников, Влияние входного профиля скоростей на работу диффузоров, Труды Ленинградского политехнического ин-та, № 176, 1955.
5-25. В. Г. Саноян, Движение жидкости в осесимметричном канале заданного профиля и расчет действительных давлений, Труды Ленинградского политехнического ин-та, № 176, 1955.
5-26. Е. Е. Солодкин, А. С. Гиневский, Турбулентное течение вязкой жидкости в начальных участках осесимметричных и плоских каналов, Труды ЦАГИ, вып. 701, Оборонгиз, 1957.
5-27. Е. Е. Солодкин, А. С. Гиневский, Стабилизированное турбулентное течение вязкой жидкости в плоском диффузорном канале при малых углах раскрытия, Труды БНИ МАП, вып. 728, 1958.
5-28. Е. Е. Солодкин, А. С. Гиневский, Турбулентное течение в начальном участке плоского диффузорного канала, Труды БНИ МАП, вып. 728, 1958.
5-29. Е. Е. Солодкин, А. С. Гиневский, К вопросу о влиянии начальной неравномерности на характеристики диффузорных каналов, «Промышленная аэродинамика», сб. № 12, БНИ МАП, 1959.
5-30. К. С. Сцилард, Исследование диффузоров аэродинамических труб больших скоростей, «Технические заметки», ЦАГИ, № 160, 1938.
5-31. С. М. Тарг, Основные задачи теории ламинарных течений, Гостехтеориздат, 1951.
5-32. К. К. Федяевский, Критический обзор работ по замедленным и ускоренным турбулентным пограничным слоям, «Технические заметки», ЦАГИ. № 158, 1937.
5-33. Ackeret J., Grenzschichtferechung, ZVDL, т. 35, 1926.
5-34. Ackeret J., Grenzschichten in geraden und gekrümmten Diffusoren, Intern. Union für theor. und angew. Mechanik, Symposium, Freiburg (Br. 1957), 1958.
5-35. Andres K., Versuche über die Umsetzung von Wassergeschwindigkeit in Druck, VDI, Forschungsarbeiten, Berlin 1909, Heft 76.
5-36. Bardil, Notter, Betz, Evel, Wirkungsgrad vor Diffusoren, Jahrbuch 1939 der Deutschen Luftfahrtforschung.

5-37. Borry, Harold, Ducts heating and ventilating, April 1953.
5-38. Dönch F., Divergente und konvergente turbulente Strömungen mit kleinen Offnungswinkeln, VDI, Forschungsarbeiten, 1929, Heft 282.
5-39. Eiffel G., Souffleries aérodynamiques, Résumé des principaux travaux exécutés pendant la guerre au laboratoire aérodynamique, 1915—1918.
5-40. Fliegner A., Versuche über das Ausströmen von Luft durch konisch- dievergente Düsen. 1) Civilingenieur, 1875; 2) Schweiz. Bauztg. 31, 1898.
5-41. Frey K., Verminderung des Strömungsverflusses in Kanälen durch Leitflächen, Forschung, 1934, № 3.
5-42. Galle K. R., Binder R. C., Two-dimensional flow through a diffuser with an exit lenght, Journal of applied mechanics, 1953, v. 20, № 3.
5-43. Gibson A., On the flow of water through pipes and passages having converging or diverging boundaries, Proceedings of the Royal Society, 1910, v. 83, № A-563.
5-44. Gibson A., On the resistance to flow of water through pipes or passages having diverging boundaries, Transaction of the Royal Society, 1911, v. 48, part I, № 5.
5-45. Hochsehild H., Versuche über Strömungsvorgänge in erveiterten und verengten Kanälen, VDI—Forschungsarbeiten, Berlin 1912, Heft 114.
5-46. Hofmann A., Die Energieumsetzung in saugrohrähnlicherweiterten Düsen, Mitteilungen, 1931, Heft 4.
5-47. Johnston J. H., The effect of inlet conditions on the flow in annular diffusers, C.P. № 178, Memorandum No. M. 167, январь 1953, № 1.
5-48. Johg A. D., Green G. L., Tests of high speed flow in diffusers of rechtangular cross-section, Reports and Memoranda, июль, 1944, № 2201.
5-49. Kmonićek V. K., Unterschallströmung in Kegeldiffusorren, Acta Technica, 1959, № 5.
5-50. Kröner K., Versuche über Strömungen in stark erveiterten Kanälen, VDI, Forschungsarbeiten, Berlin, 1920, Heft 222.
5-51. Little B. H., Wilbur S. W., Performance and boundary layer data from 12° and 23° conical diffusers of area ratio 2,0 at Mach numbers up to choking and Reynolds numbers up to $7{,}5 \cdot 10^6$, Report NACA, 1954, № 1201.
5-52. Margoulis W., Recherches expérimentales et théoriques effectuées de 1930-1933 sur la mécanique des fluides et la transmission de la chaleur dans les fluides en mouvement, La technique aéronautique, 1934, № 132.
5-53. Milliat Z. P., Etude expérimentale de l'écoulement turbulent dans un conduit divergent par l'air, La houille blanche, 1956, 11, № B.
5-54. Naumann, Efficiency of diffusers on high subsonic speeds, Reports and Transactions, June 1946, № 11 A.
5-55. Nikuradse I., Untersuchungen über die Strömungen des Wassers in konvergenten und divergenten Kanälen, VDI—Forschungsarbeiten, 1929, Heft 289.
5-56. Patterson G., Modern diffuser design, Aircraft Eng., 1938.
5-57. Peters H., Energieumsetzung in Querschnittserweiterung bei verschiedenen Zulaufbedingungen, Ingenieur-Archiv, 1931, № 1.
5-58. Polzin J., Strömungsuntersuchungen an einem ebenen Diffusor, Ingenieur-Archiw, 1940, Heft 5.
5-59. Prandtl L., Neuere Ergebnisse der Turbulenzforschung, VDI., 1933, Bd 77, № 5.
5-60. Robertson J. M., Holl J. W., Effect of adverge pressure gradients on turbulent boundary layers in axisymmetric conduits, J. Appl. Mech., 1954, VI, v. 24, № 2.
5-61. Stratford B. S., Turbulent diffuser flow, ARC, C. P., 1956, № 307.
5-62. Szablewski W., Turbulente Strömungen in divergenten Kanälen, Ingeniuer-Archiv, 1954, Bd XXII, Heft 4.
5-63. Turuja J., Suzuki K., Experiments on the efficiency of conical diffusers (The initial state of separation of flow), Trans. Japan, Soc. Mech. Engrs, 1957, 23, № 125.
5-64. Squire H. B., Experiments on conical diffuser, Reports and Memoranda, November, 1950, № 2751.
5-65. Winter H., Strömungsverhältnisse in einem Diffusor mit vorgeschalteten Krummer, Maschinenbau und Wärmenwirtschaft, 1953, Heft 2,

CHAPITRE VI

6-1. Г. Н. Абрамович, Аэродинамика местных сопротивлений, сб. по промышленной аэродинамике, Труды, вып. 211, 1935.
6-2. И. З. Аронов, Теплообмен и гидравлическое сопротивление в изогнутых трубах, канд. диссертация, Киевский политехнический институт, 1950.
6-3. К. К. Баулин и И. Е. Идельчик, Экспериментальное исследование течения воздуха в коленах, «Технические заметки», № 23, 1934.
6-4. А. М. Грабовский, Исследование взаимного влияния местных сопротивлений. Научные записки Одесского политехнического института, № 3, 1955.
6-5. Ду Пэн-цзю, Исследования влияния степени шероховатости внутренних поверхностей вентиляционных отводов на их коэффициенты местных сопротивлений, Автореферат диссертации на соискание ученой степени канд. техн. наук, Инженерно-строительный институт, Ленинград, 1959.
6-6. И. Е. Идельчик, Направляющие лопатки в коленах аэродинамических труб, «Техзаметки», ЦАГИ, № 133, 1936
6-7. И. Е. Идельчик, Гидравлические сопротивления (физико-механические основы), Госэнергоиздат, 1954.
6-8. И. Е. Идельчик, К вопросу о влиянии числа Re и шероховатости на сопротивление изогнутых каналов, «Промышленная аэродинамика», сб. № 4, БНИ МАП, 1953.
6-9. А. Г. Камерштейн, В. Н. Карев, Исследование гидравлического сопротивления гнутых, сварных, крутозагнутых и складчатых колен компенсаторов, Внииcтройнефть и МИИГС, 1956.
6-10. Л. С. Клячко, Уточнение метода теоретического определения коэффициентов сопротивления отводов различного профиля. Труды научной сессии ЛИОТ, вып. 1, 1955.
6-11. Б. Б. Некрасов, Гидравлика, ВВА, 1954.
6-12. Промышленная аэродинамика, сб. № 6, БНИ МАП, 1956.
6-13. Г. Рихтер, Гидравлика трубопроводов, ОНТИ, 1936.
6-14. Л. А. Рихтер, Тягодутьевые устройства промышленных паровых котлов и пути снижения расхода электроэнергии на собственные нужды, Труды научно-технической сессии по эксплуатации про-

мышленных котельных установок, Госэнергоиздат, 1953.

6-15. Л. А. Рихтер, Исследование на моделях элементов газовоздухопроводов тепловых электростанций, «Теплоэнергетика», № 1, 1957.

6-16. Л. А. Рихтер, Вопросы проектирования газовоздухопроводов тепловых электростанций, Госэнергоиздат, 1959.

6-17. Г. Т. Татарчук, Сопротивление прямоугольных отводов, «Вопросы отопления и вентиляции», Труды ЦНИИПС, Госстройиздат, 1951.

6-18. В. И. Ханжонков и В. И. Талиев, Уменьшение сопротивления квадратных отводов направляющими лопатками, «Технические отчеты», № 110, БНТ МАП, 1947.

6-19. И. Т. Эльперин, Поворот газов в трубном пучке, «Известия АН БССР», № 3, 1950.

6-20. Е. Я. Юдин, Колена с тонкими направляющими лопатками, «Промышленная аэродинамика», сб. № 7, БНТ МАП, 1956.

6-21. Р. С. Флятау, Гидравлические расчеты трубопроводов, Гостоптехиздат, 1949.

6-22. Adler M., Strömung in gekrümmten Rohren, Z. angew. Math. Mech. 1934, Bd 14.

6-23. Bambach, Plötzliche Umlenkung (Stoss) von Wasser in geschlossenen unter Druck durchströmten Kanälen, VDI, 1930, Heft 327.

6-24. Conn H. G., Colborne H. G., Brown W. G., Pressure losses in 4-inch diameter galvanized metal duct and fittings, Heating, piping and air conditioning, 1953, № 1.

6-25. De Graene E. P., Heating, piping and air conditioning, 1955, № 10.

6-26. Franke P. G., Perdite di carico nelle curve circolari delle cubazion, L'energia Elettrica, 1954, № 9.

6-27. Frey K., Verminderung des Strömungsverlust in Kanälen durch Leitflachen, Forschungs auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, 1934, Bd 5, № 3.

6-28. Fritzsche und Richter H., Beitrag zur Kenntnis des Strömungswiderstandes gekrümmter rauher Rohrleitung, Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, 1933, Bd 4, № 6.

6-29. Haase D., Allgemeine Wärmetechnik, 1953, № 11—12.

6-30. Heating and ventilating, January, February, 1953.

6-31. Hilding Beij K., Pressure losses for fluid flow in 90° pipe bends, Journal of Research of National Bureau of Standards, 1938, v. 21, № 1.

6-32. Hofmann A., Der Verlust in 90°-Rohkrümmern mit gleichbleibenden Kreisquerschnitt, Mitteilungen des Hydraulischen Instituts der Technischen Hochschule, München, 1929, Heft 3.

6-33. Garbrecht G., Über die Linienführung von Gerinnen Wasserwirtschaft, 1956, № 6.

6-34. Kirchhach, Der Energieverlust in Kniestucken, Mitteilungen des Hydraulischen Instituts der Technischen Hochschule, München, 1929, Heft 3.

6-35. Kröber, Schaufelgitter zur Umlenkung von Flüsstströmungen mit geringem Energieverlust, Ingenieur-Archiv, 1932, Heft V.

6-36. Nippert H., Über den Strömungsverlust in gekrümmten Kanälen, Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, VDI, 1929, Heft 320.

6-37. Richter H., Der Druckabfall in gekrümmten glatten Rohrleitungen, Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, VDI, 1930, Heft 338.

6-38. Richter H., Rohrhydraulik, 1954.

6-39. Schuhart, Der Verlust in Kniestücken bei glatter und rauher Wandung, Mitteilungen des Hydraulischen Inst. der Technischen Hochschule, Müchen, 1929, Heft 3.

6-40. Spalding, Versuche über den Strömungsverlust in gekrümmten Leitungen, VDI, 1933, № 6.

6-41. Vuskovic G., Der Strömungswiderstand von Formstücken für Gasrohrleitungen (Fittings). Mitteilungen des Hydraulischen Instituts der Technischen Hochschule, München, 1939, Heft 9.

6-42. Wasilewski J., Verluste in glatten Rohrkümmern mit kreisrundem Querschnitt bei weniger als 90° Ablenkung, Mitteilungen des Hydraulischen Instituts der Technischen Hochschule, München, 1932, Heft 5.

6-43. Weisbach J., Lehrbuch der Ingenieur und Maschinenmechanik, II Aufl., 1850 u. Experimentalhydraulik, 1855.

6-44. White C. M., Streamline flow through curved pipes, Proc. Roy. Soc. Lond. (A) 1929, v. 123.

Chapitre VII

7-1. А. Г. Аверьянов, Коэффициенты местных сопротивлений в тройниках вытяжных воздуховодов, «Отопление и вентиляция», № 2, 1939.

7-2. В. М. Зусманович, Сопротивление тройников сточных газоводопроводных труб, «Вопросы отопления и вентиляции», Госстройиздат.

7-3. П. Н. Каменев, Динамика потоков промышленной вентиляции, Госстройиздат, 1938.

7-4. В. В. Конокотин, Местные сопротивления боковых отверстий гладких воздуховодов прямоугольного сечения, ЛИСИ, 1957.

7-5. С. Р. Левин. Аналитическое определение величины потерь напора в тройниках вытяжных вентиляционных сетей, «Отопление и вентиляция», № 7, 1935.

7-6. С. Р. Левин, Сопротивление тройников вытяжных воздуховодов, Новосибирск, 1939; «Отопление и вентиляция», № 10—11, 1940.

7-7. С. Р. Левин, Деление потоков в трубопроводах, Труды ЛТИ им. С. М. Кирова, № 2/3, 1948.

7-8. С. Р. Левин, Смешение потоков в крестообразных соединениях трубопроводов, Труды ЛТИ им. С. М. Кирова, № 5, 1954.

7-9. С. Р. Левин, Новый метод теоретического определения гидравлических сопротивлений при смешении потоков в трубопроводах, Труды ЛТИ им. С. М. Кирова, № 6, 1955.

7-10. С. Р. Левин, Соударение потоков несжимаемой жидкости в трубопроводах, Труды ЛТИ им. С. М. Кирова, № 8, 1958.

7-11. Г. А. Максимов, Расчет вентиляционных воздуховодов, Госстройиздат, 1952; Вентиляция и отопление, ч. II, Госстройиздат, 1955.

7-12. А. С. Плудемахер, Г. М. Иткин, Местные сопротивления тройников воздуховодов при нагнетании, «Отопление и вентиляция», № 9, 1934.

7-13. А. С. Плудемахер, Местные сопротивления в крестовинах водоводов при розливе, «Отопление и вентиляция», № 4, 1937.

7-14. Н. В. Полетов, К гидравлическим расчетам сопротивлений трубопроводов, «Водоснабжение и санитарная техника, № 4, 1957.

7-15. А. С. Прузнер, Сопротивление тройников при работе на нагнетании, «Современные вопросы вентиляции», Стройиздат, 1941.

7-16. В. Н. Талиев, Г. Т. Татарчук, Сопротивление прямоугольных тройников, «Вопросы отопления и вентиляции», Госстройиздат, 1951.

7-17. В. Н. Талиев, Расчет местных сопротивлений тройников, Госстройиздат, 1952.

7-18. В. Н. Талиев, Аэродинамика вентиляции, Госстройиздат, 1954.

7-19. Г. Т. Татарчук, Местные сопротивления чугунных крестовин, «Вопросы отопления и вентиляции», Госстройиздат, сб. № 3, 1956.

7-20. Franke P., Die zusätzlichen Verluste bei der Vereinigung von swei Wasserströmen in einem gemeinsamen Steigschacht, August 1955, VDI-Zeitschrift, Bd 97, № 24.

7-21. Gilman S. F., Pressure losses of divided-flow fittings, Heating, piping and air conditioning, April 1955.

7-22. Kinne E., Der Verlust in 60° Rohrverzweigungen, Mitteilungen des Hydraulischen Instituts der Technischen Hochschule, München, 1931, Heft 4.

7-23. Konzo S., Gilman S. F., Holl J. W., Martin R. J., Investigation of the pressure losses of takeoffs for extended-plenun type air conditioning duct systems, University of Illinois bulletin, Bulletin Series, 1953, № 415.

7-24. McNown J. S., Mechanics of manifold flow, Proc. Amer. Soc. Civil Engrs, 1953, № 258.

7-25. Miller L. G., Pesterfield C. H., Waalkes R. J., Resistance of rectangular divided-flow fittings, Heating, piping and air conditioning, 1956, № 1.

7-26. Petermann F., Der Verlust in schiefwinkligen Rohrverzweigungen, Mitteilungen des Hydraulischen Instituts der Technischen Hochschule, München, 1929, Heft 3.

7-27. Vazsonyi A., Pressure loss in elbows and duct branches, ASME Transactions, April 1944, v. 66.

7-28. Vogel C., Untersuchungen über den Verlust in rechtwinkligen Rohrverzweigungen, Mitteilungen des Hydraulischen Instituts der Technischen Hochschule, München, 1926, Heft 1; 1928, Heft 2.

Chapitre VIII

8-1. Г. Н. Абрамович, Турбулентные свободные струи жидкостей и газов, Госэнергоиздат, 1948.

8-2. Г. Н. Абрамович, Прикладная газовая динамика, Гостехиздат, 1953.

8-3. В. М. Антуфьев, Л. С. Казаченко, Теплопередача и сопротивление конвективных поверхностей нагрева, Госэнергоиздат, 1938.

8-4. В. М. Антуфьев, Г. С. Белецкий, Теплопередача и аэродинамическое сопротивление трубчатых поверхностей в поперечном потоке, Машгиз, 1948.

8-5. И. П. Безрукин, Аэродинамические свойства зерен, Сборник «Сепарирование сыпучих тел», Труды Московского дома ученых, 1937.

8-6. А. Р. Березкин, Исследование потери напора в решетках водозаборных сооружений, Труды гидравлической лаборатории, ВОДГЕО, сборник № 1, Госстройиздат, 1941.

8-7. Р. С. Бернштейн, В. В. Померанцев, С. Л. Шагалова, К вопросу о механике сопротивления и теплопередачи в трубных пучках, «Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах», сб. статей под редакцией Кнорре, Госэнергоиздат, 1958.

8-8. Р. С. Бернштейн, В. В. Померанцев, С. Л. Шагалова, Обобщенный метод расчета аэродинамического сопротивления загруженных сечений, «Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах», сб. статей под редакцией Кнорре, Госэнергоиздат, 1958.

8-9. Г. Ф. Денисенко, Фильтры из пористого металла, Бюллетень «Кислород», № 6, 1952.

8-10. В. В. Дильман, Е. П. Даровских, М. Э. Аэров, Л. С. Аксельрод, О гидравлическом сопротивлении решетчатых и дырчатых тарелок, «Химическая промышленность», № 3, 1956.

8-11. В. Б. Дульнев, Определение потерь напора в решетках, Гидротехническое строительство», № 9, 1956.

8-12. Н. М. Жаворонков, Гидравлические основы скрубберного процесса и теплопередача в скрубберах, «Советская наука», 1944.

8-13. Н. М. Жаворонков, Гидро- и аэродинамика насадок скрубберных и ректификационных колонн. Гидравлическое сопротивление сухих неупорядоченных насадок, «Химическая промышленность», № 9, 1948.

8-14. Н. М. Жаворонков, М. Э. Аэров, Н. И. Умник, Гидро- и аэродинамика насадок скрубберных и ректификационных колонн. Гидравлическое сопротивление орошаемых неупорядоченных насадок, «Химическая промышленность», № 10, 1948.

8-15. Н. М. Жаворонков, М. Э. Аэров, С. Н. Бабков, Н. М. Умник, Гидро- и аэродинамика насадок скрубберных и ректификационных колонн, Критические явления в орошаемых неупорядоченных насадках, «Химическая промышленность», № 3, 1949.

8-16. Н. Г. Залогин, Об аэродинамическом сопротивлении шахматного пучка труб, «Известия ВТИ», № 5, 1951.

8-17. И. Е. Идельчик, Гидравлическое сопротивление при входе потока в каналы и протекании через отверстия «Промышленная аэродинамика», сб. № 2, БНТ НКАП, 1944.

8-18. И. Е. Идельчик, Выравнивающее действие сопротивления, помещенного за диффузором, Труды № 662, БНТ МАП, 1948.

8-19. И. Е. Идельчик, Определение коэффициентов сопротивления при истечении через отверстия, «Гидротехническое строительство», № 5, 1953.

8-20. И. Е. Идельчик, Гидравлические сопротивления (физико-механические основы), Госэнергоиздат, 1954.

8-21. И. Е. Идельчик, Принудительная раздача потока в газоочистных, теплообменных и других аппаратах, сб. трудов НИИОГАЗ, № 1, Госхимиздат, 1957.

8-22. И. Е. Идельчик, Учет влияния вязкости на гидравлическое сопротивление диафрагм и решеток, «Теплоэнергетика», № 9, 1960.

8-23. Н. П. Ишкин и М. Г. Каганер, Гидравлическое сопротивление пористых сред, «Кислород», № 3, 1952.

8-24. Ф. П. Казакевич, Влияние угла атаки газового потока на аэродинамическое сопротивление пучков труб, «Известия ВТИ», № 8, 1952.

8-25. Н. Н. Касалайнен, Теплопередача и сопротивление воздухоподогревателя с поперечно-омываемым пучком гладких труб, «Теплоэнергетика», № 7, 1955.

8-26. В. В. Кафаров, Сопротивление в насадочных колоннах при захлебывании и при оптимальных скоростях потока. «Химическая промышленность», № 6, 1948.

8-27. А. А. Комаровский, М. С. Вертешев, В. В. Стрельцов, Гидравлическое сопротивление слоя частиц произвольной формы, Труды Новочеркасского политехнического института им. Орджоникидзе, т. 41 (55), 1956.

8-28. Б. И. Конобеев, В. А. Малюсов, Н. М. Жа-

воронков, Гидравлическое сопротивление и толщина пленки при обращенном течении жидкости под действием газа в вертикальных трубах, «Химическая промышленность», № 3, 1957.
8-29. Л. Д. Коллетов, Гидродинамика поровых сред, «Химическая промышленность», № 2, 1959.
8-30. Н. В. Кузнецов и А. З. Щербаков, Экспериментальное определение теплопередачи и аэродинамических сопротивлений чугунного ребристого воздухоподогревателя, «Известия ВТИ», № 2, 1951.
8-31. Н. В. Кузнецов, А. З. Щербаков, Е. Я. Титова, Новые расчетные формулы для аэродинамического сопротивления поперечно обтекаемых пучков труб, «Теплоэнергетика», № 9, 1954.
8-32. Н. В. Кузнецов, С. И. Турилин, Влияние температурных условий на теплоотдачу и сопротивление трубчатых поверхностей в поперечном потоке, «Известия ВТИ», № 11, 1952.
8-33. Е. А. Кузовникова, Гидравлическое сопротивление пучков труб с переменным шагом по высоте, Сборник научных трудов АН БССР, 44(VI), 1954.
8-34. Е. С. Лев, Фильтрация газа через слой сыпучего тела (состояние вопроса), «Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах», сб. статей под редакцией Кнорре, Госэнергоиздат, 1958.
8-35. Л. С. Лейбензон, Движение природных жидкостей и газов в пористой среде, Гостехиздат, 1947.
8-36. В. П. Линчевский (редактор), Металлургические печи, Металлургиздат, 1948.
8-37. М. Ф. Ляпин, Теплопередача и аэродинамическое сопротивление гладкотрубных пучков при больших числах Re газового потока, «Теплоэнергетика» № 9, 1956.
8-38. Е. М. Минский, О турбулентной фильтрации в пористых средах, ДАН СССР, т. 78, № 3, 1951.
8-39. Д. М. Минц, С. А. Шуберт, Гидравлика зернистых материалов, из-во Министерства коммунального х-ва РСФСР, 1955.
8-40. М. А. Михеев, Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, 1949.
8-41. И. С. Мочан, Местные сопротивления при движении однофазного и двухфазного потоков, БТИ ЦКТИ, 1959.
8-42. Ф. Н. Муллокандов, Гидравлическое сопротивление слоя сферических частиц при изотермическом и неизотермическом воздушном потоке, ЖТФ, т. XVIII, вып. 8, 1948.
8-43. А. В. Панченко, Вентиляционные установки мельниц и элеваторов, Заготиздат, 1954.
8-44. А. Н. Плановский, В. В. Кафаров, Оптимальные скорости потоков в насадочных колоннах, «Химическая промышленность», № 4, 1946.
8-45. Л. К. Рамзин, Газовое сопротивление сыпучих материалов, «Известия ВТИ», вып. 7(20), 1926.
8-46. А. П. Саликов, Я. Л. Полыновский, К. И. Беляков, Исследование теплопередачи и сопротивления в продольных пучках гладких труб, «Теплоэнергетика» № 8, 1954.
8-47. Б. П. Тебеньков, Рекуператоры для промышленных печей, Металлургиздат, 1955.
8-48. В. Н. Тимофеев, Э. С. Карасина, Теплообмен в пучках труб чугунного ребристого экономайзера, «Известия ВТИ», № 5, 1952.
8-49. С. Н. Тулин, Теплопередача и сопротивление в пучках трубок с проволочным оребрением, «Теплоэнергетика» № 3, 1958.
8-50. И. П. Усюкин, Л. С. Аксельрод, Основы гидравлического расчета сетчатых ректификационных колонн, «Кислород», № 1, 1949.
8-51. П. В. Участкин, Исследование эффективности и гидродинамического сопротивления элиминаторов, «Отопление и вентиляция», № 6, 1940.
8-52. И. М. Федоров, Коэффициенты испарения, теплоотдачи и сопротивления при сушке зернистых материалов с продувкой воздуха через слой, сб. «Современные проблемы сушильной техники», Госэнергоиздат, 1941.
8-53. С. Н. Фукс, Сопротивление трубного пучка при конденсации в нем пара, «Теплоэнергетика» № 4, 1954.
8-54. В. И. Ханжонков, Сопротивление сеток, «Промышленная аэродинамика», сб. № 2, БНТ НКАП, 1944.
8-55. А. И. Чавтораев, О потерях напора в решетке, «Гидротехническое строительство», № 5, 1958.
8-56. А. Ф. Чудновский, Теплообмен в дисперсных средах, Гостехтеоретиздат, 1954.
8-57. И. А. Шепелев, Основы расчета воздушных завес, приточных струй и пористых фильтров, Стройиздат, 1950.
8-58. А. Э. Щербаков, Н. И. Жирнов, Теплопередача и аэродинамическое сопротивление чугунного ребристо-зубчатого воздухоподогревателя, «Теплоэнергетика», № 8, 1954.
8-59. Cornell W. G., Losses in flow normal to plane screens, Transactions of the ASME, 1958, № 4.
8-60. Flachsbart O., Widerstand von Seidengazefiltern Rundraht und Blechstreifensieben mit quadratischen Marchen, Ergebniss der aerodinamischen Versuchsanstalt zu Göttingen, IV Lieferung, 1932,
8-61. Kirschmer O., Untersuchungen über den Geffalsverlust an Rechen, Mitteilungen des Hydraulischen Instituts der Technischen Hochschule, München, 1926, Heft 1.
8-62. Spandler I., Untersuchungen über den Verlust an Rechen beischräger Zuströmung, Mitteilungen des Hydraulischen Instituts der Technischen Hochschule, München, 1928, Heft 2.
8-63. Wallis R. P., White C. M., Resistance to flow through wests of tubes, Engineering, 1938, v. 146, № 3802, 3804, 3806.

Chapitre IX

9-1. Г. Н. Абрамович, Турбулентные свободные струи жидкостей и газов, Госэнергоиздат, 1948.
9-2. И. З. Аронов, Теплообмен и гидравлическое сопротивление в изогнутых трубах, канд. диссертация, Киевский политехнический институт, 1950.
9-3. В. А. Аронович, Выбор размера регулирующих клапанов, «Химическая промышленность», № 4, 1950.
9-4. В. В. Аронович, М. С. Слободкин, Арматура регулирующая и запорная, Машгиз, 1953.
9-5. К. К. Баулин, Испытание лабиринтных уплотнений, «Сборник статей по компрессорным машинам», ВИГМ, вып. 10, 1940.
9-6. Д. Ф. Гуревич, Основы расчета трубопроводной арматуры, Машгиз, 1956.
9-7. Б. И. Дуб, Арматура высокого давления для трубопроводов, Госэнергоиздат, 1954.
9-8. И. Е. Идельчик, Гидравлические сопротивления при входе потока в каналы и протекании через отверстия, «Промышленная аэродинамика», сб. № 2, БНТ НКАП, 1944.
9-9. И. Е. Идельчик, К расчету сопротивления лабиринтных уплотнений, «Котлотурбостроение», № 3, 1953.
9-10. И. Е. Идельчик, Гидравлические сопротивления (физико-механические основы), Госэнергоиздат, 1954.

9-11. Л. А. Кузнецов, Б. В. Рудомино, Конструирование и расчет трубопроводов теплосиловых установок, Машгиз, 1949.
9-12. Г. А. Мурин, Гидравлическое сопротивление прямоточных вентилей, «Отопление и вентиляция», № 5, 1941.
9-13. Н. Ф. Осиповский, Эксплуатация барабанных котлов высокого давления, Госэнергоиздат, 1953.
9-14. Н. Л. Ролле, Коэффициенты сопротивления и расхода кольцевого затвора, «Гидротехническое строительство», № 4, 1953.
9-15. К. В. Чебышева, К вопросу о расчете лабиринтного уплотнения, «Технические заметки», ЦАГИ, № 142, 1937.
9-16. Н. З. Френкель, Гидравлика, Госэнергоиздат, 1956.
9-17. А. М. Эрлих, Паропроводы, их арматура и прочие детали, ОНТИ, 1937.
9-18. Bach C., Versuche über Ventilbelossung und Ventilwiederstand, 1884.
9-19. Hottinger M., Bericht über die an Rohr- Verschraubungen und Rohr-Schweissungen, Hangen und Ventilen durchgeführten Untersuchungen, Gesundheits Ingenieur, 1928, № 45.
9-20. Guilleaume, M., Die Wärmeausnutzung neuerer Dampfkraftwerke und ihre Ueberwachung, VDI—Zeitschrift, 1915, № 17, u „Feuerungstechnik", 1913/1914.
9-21. Pfleiderer G., Closterhalfen A., Versuche über den Strömungswiderstand von Heitdempfventilen verschiedener Banart, „Die Wärme", 1930, № 43, und „Archiv für Wärmewirtschaft", 1931, № 1.
9-22. Weishach J., Lehrbuch der technischen Mechanik, 1875.

Chapitre X

10-1. И. Е. Идельчик, Потери на удар в потоке с неравномерным распределением скоростей, Труды БНТ МАП, вып. 662, 1948.
10-2. Е. В. Красноперов, Экспериментальная аэродинамика, ОНТИ, 1935.
10-3. Б. Я. Кузнецов, Лобовое сопротивление тросов, проволок, тендеров и авиационных лент, Труды ЦАГИ, вып. 97, 1931.
10-4. Б. Я. Кузнецов, Аэродинамические исследования цилиндров, Труды ЦАГИ, вып. 98, 1931.
10-5. А. А. Скочинский, А. И. Ксенофонтова, А. А. Харев, И. Е. Идельчик, Аэродинамическое сопротивление шахтных стволов и способы его снижения, Углетехиздат, 1953.
10-6. В. И. Ханжонков, Аэродинамическое сопротивление трубчатых ферм, «Технические отчеты» № 131, БНИ МАП, 1955.
10-7. А. А. Харев, Местные сопротивления шахтных вентиляционных сетей, Углетехиздат, 1954.
10-8. А. В. Чесалов, Коэффициенты вредных сопротивлений самолетов, Труды ЦАГИ, вып. 42, 1929.
10-9. Б. Н. Юрьев, М. П. Лесникова, Аэродинамические исследования, Труды ЦАГИ, вып. 33, 1928.
10-10. Б. Н. Юрьев, Экспериментальная аэродинамика, ОНТИ, 1932.
10-11. Eiffel, Résistance de l'air et l'Aviation, Paris, 1910.
10-12. Ergebnisse der aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen, Lieferung II, 1923, Lieferung III, 1927.
10-13. Frachsbart O., Neue Untersuchungen über den Luftwiderstand von Kugeln, Phys. Z., 1927.
10-14. Jacobs, Sphere drag tests in the variable density wind tunnel, Nat. advisory Comm. for Aeronautics, 1929.
10-15. Hütte, Справочник, ОНТИ, 1936.

Chapitre XI

11-1. Г. Н. Абрамович, Турбулентные свободные струи жидкостей и газов, Госэнергоиздат, 1948.
11-2. В. В. Батурин и И. А. Шепелев, Аэродинамические характеристики приточных насадков, «Современные вопросы вентиляции», Стройиздат, 1941.
11-3. А. Р. Бушель, Снижение внутренних потерь в шахтной установке с осевым вентилятором, Труды МАП, № 673, 1948.
11-4. М. И. Гримитлин, Гидравлический расчет приточных перфорированных трубопроводов на заданную степень равномерности раздачи, «Промышленная энергетика», Труды ЛИОТ, 1958.
11-5. М. И. Гримитлин, Временные руководящие указания по гидравлическому расчету, применению и изготовлению приточных перфорированных воздуховодов, научно-техническая информация по вопросам охраны труда, ЛИОТ, № 19, 1959.
11-6. С. А. Довжик, А. С. Гиневский, Экспериментальные исследования напорных патрубков стационарных осевых турбомашин, «Технические отчеты», № 130, БНИ МАП, 1955.
11-7. И. Е. Идельчик, Гидравлические сопротивления при входе потока в каналы и протекании через отверстия, «Промышленная аэродинамика», БНТ НКАП, сб. № 2, 1944.
11-8. И. Е. Идельчик, Аэродинамика потока и потери напора в диффузорах, «Промышленная аэродинамика», сб. № 3, БНТ МАП, 1947.
11-9. И. Е. Идельчик, Потери на удар в потоке с неравномерным распределением скоростей, Труды МАП, вып. 662, 1948.
11-10. И. Е. Идельчик, Определение коэффициентов сопротивления при истечении через отверстия, «Гидротехническое строительство», № 5, 1953.
11-11. И. Е. Идельчик, Гидравлические сопротивления (физико-механические основы), Госэнергоиздат, 1954.
11-12. И. Е. Идельчик, Учет влияния вязкости на гидравлическое сопротивление диафрагм и решеток, «Теплоэнергетика», № 9, 1960.
11-13. И. Л. Локшин, А. Х. Газирбекова, Работа диффузоров, установленных за центробежными вентиляторами, «Промышленная аэродинамика», сб. № 6, БНИ МАП, 1955.
11-14. М. М. Носова, Сопротивление входных и выходных раструбов с экраном, «Промышленная аэродинамика», сб. № 7, БНИ МАП, 1956.
11-15. М. М. Носова и Н. Ф. Тарасов, Сопротивление приточно-вытяжных шахт, «Промышленная аэродинамика», сб. № 12, Оборонгиз, 1959.
11-16. Промышленная аэродинамика, сб. № 6, БНИ МАП, 1956.
11-17. В. Н. Ханжонков, Сопротивление сеток, Промышленная аэродинамика, сб. № 2, БНТ НКАП, 1944.
11-18. В. Н. Ханжонков, Улучшение эффективности диффузоров с большими углами раскрытия при помощи плоских экранов, «Промышленная аэродинамика», сб. № 3, БНТ МАП, 1947.
11-19. В. Н. Ханжонков, Сопротивление приточных и вытяжных шахт, «Промышленная аэродинамика», сб. № 3, БНТ МАП, 1947.
11-20. В. И. Ханжонков, Уменьшение аэродинамического сопротивления отверстий кольцевыми ребрами и уступами, «Промышленная аэродинамика», сб. № 12, Оборонгиз, 1959.
11-21. В. Н. Ханжонков и В. Н. Талиев, Уменьшение сопротивления квадратных отводов направляющими лопатками, «Технические отчеты», № 10, БНИ МАП, 1947.

11-22. Е. Я. Юдин, Колена с тонкими направляющими лопатками, «Промышленная аэродинамика» сб. № 7, БНИ МАП, 1956.
11-23. Bevier C. W., Resistance of wooden louvers to fluid flow Heating, piping and air conditioning, May 1955.
11-24. Cobb P. R., Pressure loss of air flowing through 45-degree wooden louvers, Heating, piping and air conditioning, December 1953.
11-25. Hofmann A., Die Energieumsetzung in saugrohrähnlicherweiterten Düsen, Mitteilungen, 1931, Heft 4.

Chapitre XII

12-1. Г. Н. Абрамович, Турбулентные свободные струи жидкости и газов, Госэнергоиздат, 1948.
12-2. Атлас «Инерционные пылеуловители», серия ОВ-122, Ленпромстройпроект, 1947.
12-3. Атлас КТИС, серия В-327, 1943.
12-4. Батарейные циклоны, руководящие указания по проектированию, изготовлению, монтажу и эксплуатации, Госхимиздат, 1956.
12-5. Газоочистное оборудование, каталог, трест «Газоочистка», Госхимиздат, 1958.
12-6. А. М. Герасьев, Пылеуловители СИОТ, Профиздат, 1954.
12-7. Г. М. Гордон, И. А. Аладжалов, Газоочистка рукавными фильтрами в цветной металлургии, Металлургиздат, 1956.
12-8. М. М. Зайцев, Расчет рукавного фильтра, Труды НИИцемент, вып. 3, 1950.
12-9. М. М. Зайцев, Ф. И. Мурашкевич, Временные руководящие указания по расчету трубы-распылителя для опытно-промышленных установок, отчет НИИОГАЗ, 1954.
12-10. М. М. Зайцев, Нормали гипрогазоочистки на батарейные циклоны и циклоны НИИГАЗ, «Труды конференции по вопросам золоулавливания, шлакоулавливания, шлакозолоиспользования», Госэнергоиздат, 1955.
12-11. М. М. Зайцев, Очистка газов в циклонах и групповых циклонах, Сборник материалов по пылеулавливанию в цветной металлургии, Металлургиздат, 1957.
12-12. Н. Г. Залогин, С. М. Шухер, Очистка дымовых газов, Госэнергоиздат, 1954.
12-13. Н. И. Зверев, Малогабаритный жалюзийный золоуловитель, Известия ВТИ, № 3, 1946.
12-14. Н. И. Зверев, Проектная нормаль жалюзийного золоуловителя ВТИ, 1948.
12-15. И. Е. Идельчик, Принудительная раздача потока с помощью решеток в газоочистных, теплообменных и других аппаратах, Труды НИИОГАЗ, сб. № 1, Госхимиздат, 1957.
12-16. И. Е. Идельчик, Выравнивающее действие системы последовательно установленных решеток, «Теплоэнергетика», № 5, 1956.
12-17. Е. Ф. Кирпичев, А. А. Царьков, Сравнительные испытания различных циклонов на стенде, «Теплоэнергетика», № 10, 1957.
12-18. Л. С. Клячко, Метод теоретического определения пропускной способности аппаратов с вращающимся осесимметричным течением жидкости, «Теория и практика обеспыливающей вентиляции», ЛИОТ (Ленинград), Профиздат, 1952.
12-19. П. А. Коузов, Очистка воздуха от пыли, ЛИОТ, 1938.
12-20. П. А. Коузов, Циклоны ЛИОТ с водяной пленкой, Всесоюзный научно-исследовательский ин-т охраны труда в Ленинграде, 1953.
12-21. В. В. Кучерук, Г. И. Красилов, Новые способы очистки воздуха от пыли, Машгиз, 1950.
12-22. В. В. Кучерук, Очистка от пыли вентиляционных и промышленных выбросов, Стройиздат, 1955.
12-23. Н. Б. Марьямов, Экспериментальное исследование и расчет авиационных радиаторов, Труды ЦАГИ, вып. 367, 1938.
12-24. Н. Б. Марьямов, Расчет трубчато-пластинчатых и трубчато-ребристых радиаторов, Труды ЛИИ, № 18, 1946.
12-25. Е. М. Минский, М. П. Корчажкин, К расчету пропускной способности циклонных сепараторов, «Газовая промышленность», № 11, 1956.
12-26. Ф. И. Мурашкевич, Эффективность пылеулавливания турбулентным промывателем, Инженерно-физический журнал, АН БССР, т. II, № 11, 1959.
12-27. Нормы аэродинамического расчета котельных агрегатов, Машгиз, 1948.
12-28. Очистка воздуха от пыли, инерционные пылеотделители ИП-20, рабочие чертежи, ЦБСП, Стройиздат, 1948.
12-29. В. Ф. Поликарпов, Испытание пластинчатых калориферов, ЦНИЛОВ, Промстройпроект, 1936.
12-30. Е. Е. Рекк, Сравнительная оценка тканей, применяющихся для очистки воздуха от пыли в вентиляционных фильтрах, «Отопление и вентиляция», № 1, 1933 и № 4, 1934.
12-31. Г. Ритшель, Г. Гребер, Руководство по отоплению и вентиляции, т. I и II, Госстройиздат, 1932.
12-32. В. Н. Талиев, Расчет гладкотрубчатых калориферов, «Отопление и вентиляция», № 6, 1940.
12-33. В. Н. Талиев, Аэродинамические характеристики новых конструкций аэрационных фонарей, Госстройиздат, 1955.
12-34. Е. Н. Теверовский, Опыт эксплуатации и промышленных испытаний различных золоуловителей и рекомендации по их выбору, «Труды конференции по вопросам золоулавливания, шлакоулавливания и шлакозолоиспользования», Госэнергоиздат, 1955.
12-35. Е. Н. Теверовский, М. М. Зайцев, Пылеулавливающий, абсорбционный и теплообменный аппарат «ТП» с высокоскоростным потоком газа, Труды НИИОГАЗ, № 1, Госхимиздат, 1957.
12-36. А. Л. Тричлер, Л. Д. Егоров, Металлические калориферы для нагрева воздуха, Стройиздат, 1940.
12-37. В. Н. Ужов, Санитарная охрана атмосферного воздуха, Медгиз, 1955.
12-38. П. В. Участкин, Исследование эффективности и гидравлического сопротивления элиминаторов, «Отопление и вентиляция», № 6, 1940.
12-39. И. А. Фрухт, Гидравлическое сопротивление фонарей, снабженных ветроотбойными щитками. «Строительная промышленность», № 1, 1958.
12-40. В. И. Ханжонков, Вентиляционные дефлекторы, Стройиздат, 1947.
12-41. В. И. Ханжонков, Аэродинамические характеристики унифицированного дефлектора ЦАГИ для вагонов, «Промышленная аэродинамика», сб. № 10, Оборонгиз, 1958.
12-42. Циклоны НИИОГАЗ, руководящие указания по проектированию, изготовлению, монтажу и эксплуатации, Госхимиздат, 1956.
12-43. Т. Ф. Шахов, Сравнительное изучение различных конструкций решеток жалюзийных (инерционных) пылеуловителей, отчет НИИОГАЗ, 1949,
12-44. И. Т. Эльперин, Поворот газов в трубном пучке, «Известия АН БССР», № 3, 1950.

INDEX PAR MATIÈRES

— D —

— F —

— G —

— T —

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Publications scientifiques et littéraires
TYPO - OFFSET
05002 GAP - Téléphone 51-35-23 -
Dépôt légal 518-1978